

Nd³⁺ ioiaren igorpen espontaneo eta estimulatuaren espektroskopia matrize desordenatuetan

Egilea: **JON AZKARGORTA ARETXABALA**

Urtea: 1996

Zuzendariak: JOAQUIN FERNANDEZ, IÑAKI IPARRAGIRRE

Unibertsitatea: UPV/EHU

ISBN: 978-84-8438-137-2

Hitzaurrea

MOTIBAZIOA

Argia sortzeko iturri guztietatik laserrak dira interesgarrienak, argi mota berezia eta indartsua sortzen dutelako. Laser argia sor daiteke, esaterako, kristal berezi batzuk ponpatzen. Sortutako argiak dituen ezaugarri guztiak zehatz-mehatz ikertu daitezke eta ezaugarri interesgarri berriak sortu. Aplikazioak oso ugariak dira.

TESIA EGIN NUENETIK GAUR EGUNERA

Tesia bukatu nuenetik zenbait material berri gehiago probatu ditugu gure prototipoan bertan, eta emaitza ikusgarriak lortu ditugu [13-15].

Baina prototipoarekin flash-lanparak erabiltzen ditugu materialak kitzikatzeko eta horrek zenbait eragozpen ditu: laginak handi samarrak izan behar dira (linealak) eta lanparek igortzen duten argiak uhin luzera gehiegi ditu, eta laginek argi horren zati bat baino ez dute zurgatzen, hortaz, energia asko galtzen da eraginkorrek ez diren uhin luzeratan.

Modu eraginkorragoa aurkitu dugu laginak kitzikatzeko: beste laser bat, sintonizagarria, laginaren zurgapena zehazki ponpatzeko eta hortaz energia-etekin handiagoa lortzen dugu. Bestalde, laginak edozein formakoak izan daiteke: aurkako bi alde paralelo leundu eta laser argia erraz lortzen dugu hainbat laginetatik.

Orduetik hainbat arrakasta gehiago izan dugu [16-26], eta izaten segitzea espero dugu. Prototipoa patentatuta daukagu eta gaur egun beste patente berri bat burutzen ari gara.

BIBLIOGRAFIA:

- 1.- J. Azkargorta, I. Iparraguirre, J. Fernández. "Diseño de una fuente de alimentación para bombeo de láseres de Estado Sólido". **Mundo Electrónico**, vol 238, pp54-56, Mayo 1993
- 2.- J. Azkargorta, I. Iparraguirre, J. Fernández. "Design of a Power Supply for flash-lamp pumped solid-state lasers". **Anales de Física**, Vol89, nº2, (1993) pp141-145.
- 3.- I. Iparraguirre, J. Azkargorta, J. Fernández. "Diseño y construcción de un prototipo económico de láser de Nd:YAG bombeado por lámparas flash, refrigerado por aire, con Q-switch pasivo para uso en laboratorio". **Anales de Física**. Vol89, nº3, pp169-173, 1993.
- 4.- J. Azkargorta, I. Iparraguirre, R. Balda, J. Fernández, A. Kaminskii. "Spectroscopy and laser action of Cr³⁺, Nd³⁺ codoped crystal with Ca-Gallogermanate structure". **Journal de Physique IV**, Vol4, april 1994, pp353-356.

- 5.- J. Azkargorta, I. Iparraguirre, R. Balda, J. Fernández, E. Dénoue, J.L. Adam. "Spectroscopic and Laser properties of Nd³⁺ in BiGaZLuTMn Fluoride Glass". **IEEE J. Quantum Electr.** vol30, nº8, Aug1994. pp1862-1867.
- 6.- I. Iparraguirre, J. Azkargorta, J. Fernández. "Efecto de la Emisión Espontánea Amplificada en la Ganancia de Amplificadores de Fibra dopada con Erblio". **Óptica Pura y Aplicada.** 1994, vol..27, nº2, pp. 93-96.
- 7.- J. Azkargorta, I. Iparraguirre, R. Balda, J. Fernández, A.A. Kaminskii. "Time Resolved Spectroscopy of Laser Output of Nd³⁺ Doped Calcium Niobium Gallium Garnet". **Optics Communications,** Aug. 1995, vol. 118, nº5-6, pp.562-564
- 8.- A. Salazar, A. Sanchez-Lavega, M.J. Elejalde, J. Azkargorta, A. Ocariz. "Characterization of anisotropic materials by photothermal methods". **Progress in Natural Science.** Dec 1996, vol.6, supl.S, pp.S-206-S-210.
- 9.- J. Azkargorta, I. Iparraguirre, R. Balda, J. Fernández, A.A. Kaminskii. "Cr³⁺ to Nd³⁺ energy transfer and Nd³⁺ Laser Action studies of Cr³⁺, Nd³⁺: La₃Ga₅SiO₁₄ codoped Crystal". **IEEE J. Quantum Electr.** March-1997, vol 33, nº3, : pp.474-482.
- 10.- J. Azkargorta, I. Iparraguirre, R. Balda, J. Fernández, J.L. Adam, E. Denoue, J. Lucas. "Site-effects on the laser emission of Nd³⁺ ions in a new fluoride glass" **Journal of non-crystalline solids.** JUN 1997, vol 213-214, pp.271-275
- 11.- R. Balda, J. Azkargorta, I. Iparraguirre, J. Fernández, M.A. Arriandiaga. "Study of the Cr³⁺ Sensitization and structural disorder effects on the Nd³⁺ laser action in Ca-Gallogermanate-type codoped crystals". **Optical Materials.** July 1997, vol.8, nº1-2,pp.99-108.
- 12.- J. Fernández, R. Balda, A. Oleaga, J. Azkargorta, I. Iparraguirre, M. Voda, A.A. Kaminskii. "Spontaneous and Stimulated Emission Spectroscopy of Nd³⁺ doped disordered Crystals". **Proceedings of the seventh international symposium on Physics and Chemistry of Luminescent materials,** The Electrochemical Society, Oct. 98, Vol. 98-24, pp.293-302.
- 13.- I. Iparraguirre, J. Azkargorta, J. Fernández, R. Balda, A. Oleaga. "Laser spectral dynamics of Nd³⁺ in CaF₂-YF₃ crystals". **Journal of the Optical Society of America -B.** Sept 1999, vol.16, nº9, pp.1439-1446.
- 14.- J. Fernández, A. Oleaga, J. Azkargorta, I. Iparraguirre, R. Balda, M. Voda, A.A. Kaminskii. "Nd³⁺ laser spectral dynamics in CaF₂-YF₃ crystals" **Optical Materials.** Oct 1999, vol.13, nº 1, pp.9-16.

- 15.- M. Voda, I. Iparraguirre, J. Fernández, R. Balda, M. Al-Saleh, A. Mendioroz, G. Lobera, M. Cano, M. Sanz, and J. Azkargorta.
"Laser properties of Nd³⁺ in K₅Nd(MoO₄)₄ stoichiometric disordered crystal"
Optical Materials, FEB-MAR 2001; vol.16, n^o.1-2 : pp.227-231.
- 16.- J. Fernández, I. Iparraguirre, I. Aramburu, A. Illarramendi, J. Azkargorta, M. Voda, R. Balda. "K₅Nd(MoO₄)₄: a Self-Tunable Laser crystal".
Optics Letters, AUG 1 2003; vol.28, n^o.15 : pp.1341-1343.
- 17.- J. Fernández, I. Iparraguirre, A. Illarramendi, J. Azkargorta, I. Aramburu, O. Sanz, M. Voda, M. Cano, R. Balda. "Self-Frequency tuning in Birefringent K₅Nd(MoO₄)₄ Laser Crystal."
Optical Materials, OCT-NOV 2003; vol.24, n^o.1-2 : pp.369-375.
- 18.- I. Iparraguirre, J. Fernández, M. Sanz, J. Azkargorta.
"The influence of Excitation Inhomogeneities on Energy Transfer Upconversion measurements".
Optics Communications, OCT 15 2003; vol.226, n^o.1-6 : pp.275-278.
- 19.- J. Fernández, I. Iparraguirre, R. Balda, J. Azkargorta, M. Voda, J.M. Fernández-Navarro. "Laser action and upconversion of Nd³⁺ in lead-niobium-germanate bulk glass"
Optical Materials MAR 2004; vol25 (2) : pp185-191.
- 20.- V. Lavín, I. Iparraguirre, J. Azkargorta, A. Mendioroz, R. Balda, J. Fernández.
"Stimulated and upconverted emissions of Nd³⁺ in a transparent oxyfluoride glass ceramic"
Optical Materials, MAR 2004; vol25 (2) : pp201-208
- 21.- J. Fernández, A. Illarramendi, I. Iparraguirre, I. Aramburu, J. Azkargorta, M. Voda, M. Al-Saleh, R. Balda. "Rb₅Nd(MoO₄)₄: a Self-Tunable birefringent Laser crystal".
Optical Materials, SEP 2004, vol26, pp 483-487
- 22.- I. Iparraguirre, I. Aramburu, J. Azkargorta, A. Illarramendi, J. Fernández, R. Balda.
"Wavelength tuning of Titanium Sapphire Laser by its own crystal birefringence".
Optics Express, FEB 2005, vol 13, n^o4, pp1254-1259
- 23.- F.Lahoz, I.R.Martín, U.R.Rodríguez-Mendoza, I.Iparraguirre, J.Azkargorta, A.Mendioroz, R.Balda, J.Fernández, V.Lavín. "Rare earths in nanocrystalline glass-ceramics".
Optical Materials, OCT 2005, vol 27, pp 1762-1770

24.- I. Iparraguirre, J. Azkargorta, R. Balda, J. Fernández. "Laser dynamics and upconversion processes in Nd³⁺ doped yttrifluorite crystals".

Optical Materials, OCT 2005, vol 27, pp 1697-1703

25.- I. Aramburu, I. Iparraguirre, M.A. Illarramendi, J. Azkargorta, J. Fernández, R. Balda. "Self-tuning in birefringent La₃Ga₅SiO₁₄:Nd³⁺ Laser Cristal".

Optical Materials OCT 2005, vol 27, pp 1692-1696

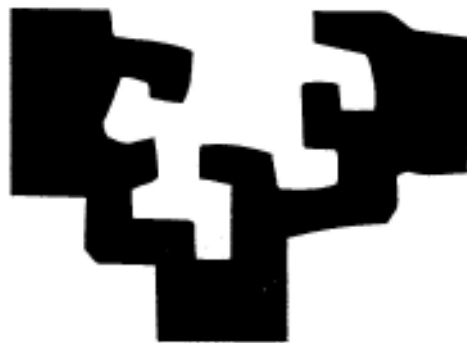
26.- Iparraguirre, I., Azkargorta, J., Fernandez-Navarro, JM, Al-Saleh, M., Fernandez, J., Balda, R. "Laser action and upconversion of Nd³⁺ in tellurite bulk glass"

Journal of non crystalline solids, APR 2007, vol 353, nº(8-10), pp: 990-992.

EUSKAL HERRIKO UNIBERTSITATEA

"Fisika Aplikatua I" Departamentua

eman ta zabal zazu



Nd^{3+} IOIAREN IGORPEN
ESPONTANEO ETA
ESTIMULATUAREN
ESPEKTROSKOPIA
MATRIZE DESORDENATUTAN

Jon Azkargorta Aretxabala

Bilbo, 1996ko Uztaila

1.- HITZAURREA.	1
1.1.- HELBURUAK.	3
1.2.- LASER IGORPENAREN OINARRIAK.	7
1.3.- LASER-MATERIALE SOLIDO BATEN EZAUGARRIAK	11
1.4.- Nd ³⁺ IOIAREN EZAUGARRI ESPEKTROSKOPIKOAK.	19
1.5.- BIBLIOGRAFIA.	25
2.- TEKNIKA ESPERIMENTALAK ETA INSTRUMENTAZIOA.	29
2.1.- HITZAURREA	31
2.2.- ABSORTZIO OPTIKOA	32
2.3.- EGOERA JARRAIKO LUMINESZENTZIA	33 37
2.4.1.- IGORPEN ESPEKTROAK	33
2.4.2.- KITZIKAPEN ESPEKTROAK	35
2.4.- PULTSUKAKO LUMINESZENTZIA	37
2.5.1.- DENBORAN BEREIZITAKO ESPEKTROAK	38
2.5.2.- BIZIRAUPENAK	38
2.5.- LASER IGORPENAREN ESPEKTROSKOPIA	41
3.- LASER PROTOTIPO ESPERIMENTAL BATEN DISEINU ETA ERAIKETA	45
3.1.- HITZAURREA	47
3.2.- FLASH LANPARAK	49
3.2.1.- FLASH LANPAREN IGORPEN EZAUGARRIAK	49
3.2.2.- LANPAREN EZAUGARRI ENERGETIKOAK	50
3.2.3.- DESKARGA PULTSOA	53
3.3.- ITURRI ELEKTRIKOA	59
3.3.1.- KARGA ZIRKUITOA	61
3.3.1.1.- KARGA PULTSOAK	62
3.3.1.2.- KARGAREN KONTROL AUTOMATIKOA	66
3.3.2.- TRIGGER ZIRKUITOA	71
3.3.3.- ESKEMA GLOBALA	74
3.3.4.- ITURRI ELEKTRIKOAREN ERAIKUNTZA	75
3.3.4.1.- AGINTEEN ERABILPENA (PANELA)	75
3.3.4.2.- KONTROL ZIRKUITOAK	80
3.3.4.3.- TRIGGER-PLAKA	85
3.3.4.4.- SARRERAK/IRTEERAK	87
3.3.4.5.- BLOKEEN DIAGRAMA: ERAIKUNTZAREN ESKEMA GLOBALA	88
3.3.4.6.- IRTEERAKO PULTSOAK	90
3.4.- PONPAKETA-HOBIA	91
3.5.- PROTOTIPOAREN KALIBRAZIOA Nd-YAG MATERIALEAREKIN	99
3.5.1.- IRTEERAKO ENERGIA ISPILU EZBERDINEKIN	101
3.5.2.- ARGIZPIAREN ZEHARKAKO PROFILA ETA DIBERGENTZIA	102
3.5.3.- HOZKETAREN EFEKTUA	103
3.5.4.- Q-SWITCH	105
3.6.- BIBLIOGRAFIA.	107

4.- LASER-MATERIALE BERRIEN EMAITZA ESPERIMENTALAK	109
4.1.- IKERTUTAKO MATERIALEEN HITZAURRE OROKORRA	111
4.2.- KALTZIO GALIOGERMANATO KRISTALA	117
4.2.1.- MATERIALEAREN HITZAURREA	117
4.2.2.- NEURKETA ESPEKTROSKOPIKOAK	119
4.2.3.- LASER IGORPENA	122
4.3.- LANTANO ETA GALIO SILIKATO KRISTALA	127
4.3.1.- MATERIALEAREN HITZAURREA	127
4.3.2.- NEURKETA ESPEKTROSKOPIKOAK	130
4.3.3.- LASER IGORPENA	136
4.4.- CNGG KRISTALA (KALTZIO, NIOBIO ETA GALIOZKO GRANATEA)	143
4.4.1.- MATERIALEAREN HITZAURREA	143
4.4.2.- EZAUGARRI ESPEKTROSKOPIKOAK	145
4.4.3.- LASER IGORPENA	149
4.5.- BiGaZLuThMn BEIRA FLUORUROA	155
4.5.1.- MATERIALEAREN HITZAURREA	155
4.5.2.- NEURKETA ESPEKTROSKOPIKOAK	158
4.5.3.- LASER IGORPENA	163
4.6.- BIBLIOGRAFIA	169
5.- LASER IGORPENAREN INTERPRETAZIOA	177
5.1.- HITZAURREA	179
5.2.- LASERRAREN EKUAZIO DINAMIKOAK (RATE-EQUATIONS)	181
5.2.1.- MODELO MONOKROMATIKOA	181
5.2.2.- ZABALERA ESPEKTRAL HOMOGENEODUN MODELOA	193
5.2.3.- ZABALERA ESPEKTRAL INHOMOGENEODUN MODELOA	199
5.3.- MODELOAREN DISKUSIOA EMAITZA ESPERIMENTALEKIN	209
5.3.1.- KODOPATZEAREN EFEKTUA	210
5.3.2.- LASER-IGORPENAREN ESPEKTROAREN ANALISI TENPORALA	212
5.3.2.A.-KALTZIO GALIOGERMANATO KRISTALA	214
5.3.2.B.- LANTANO ETA GALIO SILIKATOA	218
5.3.3.C.- KALTZIO NIOBIO ETA GALIOZKO GRANATEA (CNGG)	225
5.3.4.D.- BiGaZLuThMn BEIRA FLUORUROA	231
5.4.- BIBLIOGRAFIA	235
6.- LABURPEN ETA KONKLUSIOAK	237

NIRE ESKERRIK BEROENAK:

Nire Tesi-zuzendariei:

Joaquín Fernández, tesiaren hasieratik perspektiba globalaz bideratu eta zuzendu nauelako, eta ikertutako materialeak lortu dituelako.

Iñaki Iparragirre, hurbileko laguntza konstanteagatik, bai laborategian eta bai diskusio askotan ere.

Rolindes Baldari lumineszentzia espektroskopiazko neurketetan eta ekipo guztia erabiltzen irakatsi didalako, eta berak pertsonalki egin dituen neurketengatik.

Rennes (Frantzia)-ko Unibertsitateko Beaulieu Campuseko "Laboratoire de Chimie Minerale D: Verres et Céramiques"-eko Jacques Lucas Professoreari eta Jean-Luc Adam Doktoreari beira fluorurozko laser barrak egin eta eman dizkigutelako. Hortaz gain, emaitza askoren diskusioan ere oso lagungarriak izan zaizkit.

Moskuko Errusiar Zientzien Akademiako Kristalografia Institutoko Alexander A. Kaminskii Professoreari kristal desordenatuen laser barrak eskuratu dizkigulako.

Fisika Aplikatuko nire beste lankideei, izan ditudan zalantzak argitzen lagundu didatelako.

Kika Ciaurrizi, laser-prototipoaren iturri elektrikoaren diseinua hasi zuelako.

"Bizarra Lepoan Kultur Elkarteari" euren "scannerra" erabiltzen uzteagatik.

Elisa eta Nagore emazte eta alabari lan hau egin dudan bitartean eskaini ez didan denbora luzeagatik.

Nire gurasoei, nik Fisika Ikasketak amaitzea lortu dutelako, beti lagundu eta bultzatu nautelako.

Lan honek behar izan duen laguntza ekonomikoa eman duten instituzioei: EHU, Eusko Jaurlaritzak, CICYT eta EEE.

Patxi Iparragirreri laser Prototipoaren Iturri Elektrikoko bobinak egin dizkigulako.

1.- HITZAURREA

1. HITZAURREA

1.1.- HELBURUAK

Tesi doktoral honen edukia egoera solidozko laser teknologiaren garapen eta ikerkuntzan datza.

Gure laborategian bertan ikertu diren beiretan, Lur Arraroekin (LA) eta Trantsizio Metalekin (TM) ioi aktiboen ezaugarri optikoetan orden lokalak duen garrantzia agerian utzi du. Eraitza hauen berritasuna, ioi aktiboek beira fluoruroetan posizio-distribuzio nagusi ezberdin bi betetzen dituztela, aurretik beiretan ezagutzen diren ezaugarriekin bat ez etortzea dakar. Nola edo hala beira fluoruroek orden lokala mantentzen dutela.

Bestalde, ioi aktiboen zabalera inhomogeneoak medio desordenatuetan oso eragin handia du laser igorpenean.

Orden lokal horri buruzko informazioa lortzea oso zaila da, ohizko tekniken bidez. Materiale desordenatuen inhomogeneotasunak laser igorpenean duen eragin handia ezagututa, beira fluoruroez gain beste materiale desordenatu batzuk aztertzea planteatu dugu. Materiale kristalino baina desordenatuak aztertuz ordenak norainoko eragina duen jakin nahi dugu. Jakin nahi duguna, materiale kristalinoetan ioi aktiboak, LA edo TM, posizio kristalografiko ezberdinak har baditzake, nolabait beira fluoruroen antzeko desordena izan dezake eta euren ezaugarri optikoetan antzekotasunik agertu daiteke.

Lan honetan garatutako arazoetako batzuk LA edo TM-z dopatutako matrize desordenatuak bilatzea da. Ioi aktiboek kristal desordenatuetan dituzten ezaugarri espektroskopikoak edo laser igorpena beiratan dituztenarekin konparatu nahi ditugu, trantsizioen zabalera inhomogeneoa ulertuz. Ikerketa hauen garrantzia materiaren izaera fundamentalak ezagutzea izateaz gain, badu eraginik euren erabilpen eta aplikazioekin.

Honetareko, Neodimio (3+) eta/edo Kromoz (3+) dopatutako lau materiale berriren ikerketak egin dira:

Hiru materiale kristalino:

- a) Kaltzio Galio-Germanatoa: $\text{Ca}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$,
- b) Lantano eta Galio Silikatoa: $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$,
- c) Kaltzio, Niobio eta Galiozko Granatea: $\text{Ca}_3(\text{Ga},\text{Nb})_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$,

hiruren egitura kristalinoa "desordenatu"-tzat hartzen da. Moskuko Errusiar Zientzien Akademiaren Kristalografia institutuan sintetizatu dira eta Alexander A. Kaminskii Doktoarearen bitartez eskuratu ditugu.

Beira egiturazko materiale bat: beira fluoruroa da, eta bere konposizioa hauxe da:

- d) $30\text{BaF}_2-18\text{InF}_3-12\text{GaF}_3-20\text{ZnF}_2-10\text{LuF}_3-6\text{ThF}_4-4\text{MnF}_2$

izena laburtzeko BIGaZLuTMn esaten zaio. BIGaZLuTMn-aren laginak Rennes (Frantzia)-ko Unibertsitateko, Beaulieu Campuseko, "Laboratoire de Chimie Minerale D: Verres et Céramiques", laborategian sintetizatu da, eta eurekin dugun kolaborazio baten bitartez lortu ditugu.

Lan honetan ezaugarri espektroskopikoak ikertu eta laser igorpena lortu da lau matrize experimental hauetan. Lortutako igorpen estimulatua Nd^{3+} ioiarena da, guztietan ezpurutasun bezala nahita txertatu da. Zehatzago esanda, lortutako igorpen estimulatua Neodimioaren $^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$ trantsizioarena da, 1.06 μm . inguruko uhin luzeraduna.

Materiale berri hauen laser igorpena lortzeko, prototipo experimental bat eraiki behar izan dugu, materiale ezberdinen ponpaketaren probaleku izan dadin. Prototipoaren eta bere atal ezberdinen diseinu eta eraiketa, lan honetan ere sakonki erakutsiko dira: flash lanparentzako iturri elektrikoa, ponpaketa optikorako hobia, eta sistema erresonadorea. Laser-prototipoaren eraiketa eta kalibrazioa, Neodimio:YAG izeneko kristal ezagunarekin egin da, eta prototipoaren kalitatea eta efizientzia onak direla erakusten da.

Ikertu ditugun lau materialeetan Neodimioaren $^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$ trantsizioaren laser-igorpenean agertzen diren osagai ezberdinak aztertu ditugu, materialearen inhomogeneotasunarekin zerikusirik izan dezaketelakoan.

Laser-igorpenaren interpretaziorako, laserraren ekuazio dinamikoetan oinarritutako modelo teorikoa garatu dugu, zabalera espektrala kontutan izanda. Ekuazio dinamiko hauek kalkulu numerikoaz ebatzi ditugu.

Ikerketa teoriko horren emaitzak lau materiale hauen kasu bereziekin konparatu

ditugu eta kasu batzuetan oso antzekotasun handiak lortu dira.

Bestalde materiale hauek Kromoaz kodopatzek Neodimioaren igorpenean duen eragina ere aztertu dugu. Kromoaren presentziak "sentikortasuna" ematen dio Neodimioari, eta kasu batzuetan laser-igorpenaren efizientzia hobetu egiten du, batez ere arrazoi birengatik:

a) Kromoaren absortzio-bandak Neodimioarenak baino askoz zabalagoak dira, eta beraz Xenonezko Flash-lanparek igorritako erradiazioa efizientzia handiagoz zurgatzen dute.

b) Kromo-ioiek Neodimioari energia transferitzen diote, efizientzia handiz. Hortaz, Neodimio ioiek berez ponpaketatik zurgatutako energiaz gain energia-iturri bat gehiago daukate Kromo ioietan, eta ponpaketaren efizientzia handitu egiten da.

Honako lan hau egin arte ez da ikertu matrize hauetan, guk dakigula, Kromoaz kodopatzek Neodimioaren laser-igorpenean duen eragina, Kaltzio Niobio eta Galiozko Granatean izan ezik.

BIGaZLuTMn beira fluoruroan, guk lortu dugu lehenengo aldiz Neodimioaren laser-igorpena.

Lehen kapitulu osoa hitzaurrea da eta bertan laserren oinarri orokorrak ematen dira.

Bigarren kapitulan neurketa esperimentalak egiteko erabili diren teknika ezberdinak eta tresna guztiak deskribatzen dira.

Hirugarren kapitulan, geuk egindako laser prototipoaren diseinu eta eraiketa azaltzen da. Prototipoaren kalibrazioa ere bertan azaltzen da eta bere kalitatea egokia dela frogatzen dugu.

Laugarren kapitulan, ikertu ditugun lau materiale esperimentalen emaitzak erakusten dira. Ikerketa horretan, lagin ezberdinak ponpatzeko eta euren igorpen estimulatua lortzeko, gure prototipoa erabili dugu. Gainera lumineszentzia neurketa osagarriak ere egin ditugu materiale horien laser ezaugarri nagusiak ikertzeko.

Bostgarren kapitulan, Laserraren ekuazio dinamikoak erabilia, igorpen estimulatuaren azterketa teoriko orokorra erakusten da. Azterketa teoriko horren emaitzak ikertutako lau materialeen kasu berezira ere aplikatzen dira, euren egitura mikroskopikoari buruzko informazio osagarria lortzeko asmoz.

Seigarren kapituluan, lan guzti honek dakartzan ondorio eta konklusioak, eta lan honetaz baliatuz, etorkizunean landu eta jorratu daitezkeen bideak.

1.2.-LASER IGORPENAREN OINARRIAK

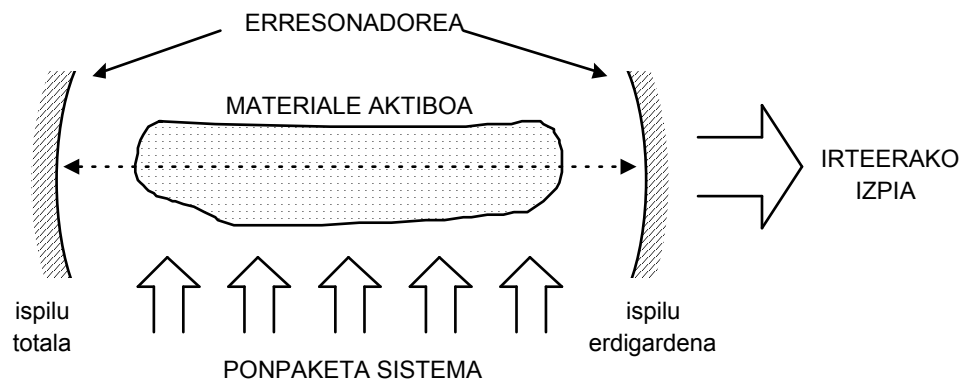
Edozein laserrek hiru atal nagusi ditu, 1.1 irudian erakusten direnak:

- kitzikagarria den materiale aktibo bat,
- ponpaketa sistema bat ,
- sistema erresonadore bat.

Materiale aktiboa, atomo, ioi, edo molekula multzo bat da, solido, likido zein gas egoeratan egon daitekeena.

Ponpaketa sistemak multzo horretako atomoak (molekulak, etab.) energia txikiko maila kuantikoetatik energia handiko mailetara kitzikatzen ditu elektrikoki, optikoki edo kimikoki. Atomoak berriro bere maila fundamentalera itzultzen direnean energi soberakina argi fotoi baten moduan igor dezakete.

Erresonadoreak, atomoek igorritako erradiazio hori jaso, eta mediotik pasarazten du, behin eta berriz, berrelkadura bat sorraraziz. Erresonadorea, normalean, ispilu bik osatzen dute: bietako bat totala eta bestea erdigardena. Ispilu erdigardena irteten uzten duen erradiazioa da hain zuzen ere laser izpia.



1.1.Irudia

Laser tipiko baten oinarrizko eskema.

Honela lortutako argia oso monokromatikoa da eta normalean, oso dibergentzia txikia du. Ezaugarri hauekin, izpia norabide finko batetan zuzentzea oso erraza da, eta potentzia ez oso handietan ere argi-intentsitate izugarriak lortzen dira.

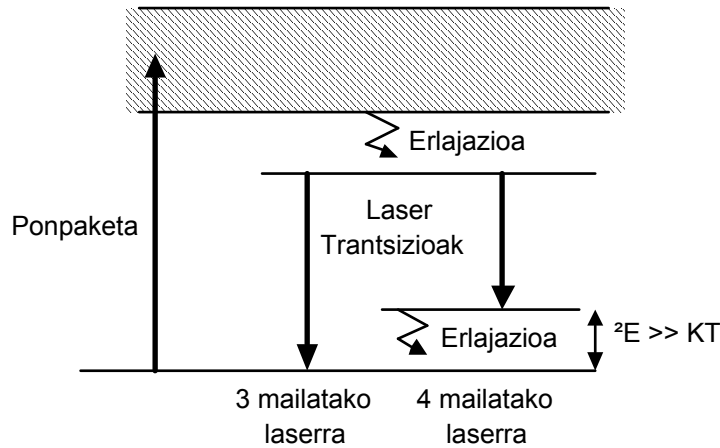
Nahi izanez gero fokalizatu ere egin daiteke eta bere monokromatikotasunari esker fokalizazio bikainak lortzen dira. Gainera goreneko intentsitateko pultsuak ere lor daitezke

Laser igorpena materiale ezberdin askotatik lor daiteke, baina materialearen, ponpaketaren eta erresonadore ezberdinen ezaugarri espektroskopiko zehatzak egokiro

konbinatu behar dira.

Laser igorpena azaltzeko oinarritzko ideia hauek aipatuko ditut:

Laser igorpena gerta dadin, ponpaketa sistemak **populazioa irauli** behar du, hau da, kitzikaturiko mailan dauden atomoak beheragokoa daudenak baino ugariagoak izan behar dute. Gertaera hau oreka termikoan ez da sekula izaten: Boltzmann-en oreka termikoko populazioen banaketaren lege estatistikoak dioenez, beti dira ugariagoak beheragoko mailan dauden atomoak kitzikatuta daudenak baino. Populazioak berdintsuagoak dira zenbat eta tenperatura handiagoan, baina ezberdinagoak tenperatura txikiagoan. Populazio irauliak ikuspegi honetatik tenperatura negatiboa adierazi nahi du!



1.2 Irudia

Laser trantsizio baten 3 eta 4 mailatako eskemak.

Atomo ezberdinen energi mailek eskema ezberdinak osa ditzakete: Laser trantsizioaren amaierako maila, maila fundamentala bada, populazio iraulia lortzea zail samarra da, zeren horixe baita oreka termikoan mailarik populatuena (hiru mailatako eskema), horretarako ponpaketa indartsuak eta tenperatura txikiak beharrezkoak izaten dira.

Baina laser trantsizioaren amaierako energi maila, maila fundamentaletik gora dagoen bat baldin bada (KT energi tartea baino gehiago), maila horrek oreka termikoan populazio txikia izango du, eta hortaz, errazago lortzen da trantsizio horrentzako populazio iraulia (lau mailatako eskema).

Bestalde, kitzikaturiko atomo batek bere energi soberakina daukan fotoi bat igorritz erlaxatu daiteke. Hori modu espontaneoan gerta daiteke. Baina badago erlaxatzeko beste modu bat ere, Einstein-ek mende honen bigarren hamarkadan iragarri zuena. Kitzikaturiko atomo batek energia egokia duen fotoi bat jasotzen badu, beste fotoi identiko bat igorritz

erlaxatzen da, prozesu honetan fotoi bizki bi sortuz. Hauxe da **igorpen estimulatua**.

Gainera fotoi bizki bi hauek ere beste atomo kitzikatu gehiagorekin ere topo egin dezakete, fotoiak bikoiztu eta elkarren segidan beste gehiagok ere parte hartuz, fotoi kopurua bidertu egiten da.

Guzti honetatik sumatzen denez, erradiazio egoki batek materiale kitzikatu bat zeharkatzen badu **anplifikazio optikoa** sor lezake.

Igorpen estimulatua, Laser igorpena izenez ezagunagoa da baina gauza bera dira. Ezaguna denez, LASER izena akronimoa da: Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, hau da, Erradiazio Igorpenaren Estimulazio bidezko Argiaren Anplifikazioa.

1954-ean C.H. Townes-ek historiako lehen "maserra" (edo microwave amplification by ...) eraiki zuen. Igorpen estimulatua lortu zuen baina mikrouhinen uhin luzeretan. 1958-an A.L. Schawlow eta C.H. Townes-ek proposatu zuten "maser optiko" edo laser bat eraiki zitekeela, hau da uhin luzera ikuskorretan emititzen duena. Eta 1960-an T. Maiman-ek lehen laserra eraiki zuen, 694 nm inguruko uhin luzera ikuskorrean, materiale aktibotzat errubi kristal bat erabiliz (Cr^{3+} : Al_2O_3).

Berehala hasi ziren laser berriak eraikitzen: urte berean P.P. Sorokin eta M.J. Stevenson-ek laser igorpena lortu zuten CaF_2 -a Uranioz edo Samarioz dopatuta. 1961-an Javan eta bere kolaboratzaileek, laser igorpena lortu zuten Helio eta Neonezko gas nahasketa batetan, E. Snitzer-ek Bariozko beira "crown" batetan Neodimioz dopatuta. Lehen laser jarraia 1961-an L.F. Johnson eta L. Nassau-k eraiki zuten Neodimioz dopatutako CaWO_4 kristal batekin.

Lehen laserretatik gaur egun arte milaka laser sistema ezberdin eraiki eta garatu egin dira atomo, molekula, edo ioietan oinarriturik, gas egoeran edo txertaturik (kristaletan, beiretan, disoluzio likido, gaseosotan, jeletan edo plastikotan), eta ponpaketa metodo ezberdinak erabiliz, deskarga elektrikoak, ponpaketa optikoak, erreakzio kimikoak, eta abar.

Orain arte lortu diren laser trantsizioen kopurua 10^5 eta 10^6 bitartean da, infragorri urruneko 600 μm -tatik ultramoreko 1160 Å-etaraino. Atomoak eta ioiak gasetan kontuan hartuta (ez molekulak) 1300 baino trantsizio gehiago lortu dira 51 elementu ezberdinetan; Neoi neutroan bakarrik, 203 laser lerro aurkitu dira, eta 270 CO molekulatan. Molekula mota ezberdinen kopuru totala kontutan hartuta eta euren trantsizio errotazional-bibrazionalak, ez da ezinezkoa laser trantsizioak milioitik gora izatea [2,5]

Laserren aplikazioak gaur egun oso oparoak dira, eremu ugari eta ezberdinetan, eta eguneroko bizimoduan gero eta sarriagotan azaltzen zaizkigu, adibidez merkatalguneetako barra-kodearen irakurle sisteman, edo musika entzuteko Compact-Disc aparatuetan, eta beste hainbat eta hainbat aplikaziotan, industrian, neurketetan, medikuntzan, komunikazioetan, ikerkuntza basikoan, erabilpen belikoetan, eta abar.

Ondoren, erabilpen horietako batzuk izendatuko ditugu [3]:

Industria: muntaia industrialen kontrola, kalitate kontrola, langilearen babeserako, metalen azaleko gogortze, aleazio, eta fusioak, produktu ezberdinen ebaketa, fotografiaketa, barra-kodeen irakurketa, inprimagailuak, disko optikoen irakurketa, eta abar.

Neurketak: telemetroak, granulometroak, neurketa geologikoak, detekzioa, topografia, lerrokatze sistemak, anemometroak, neurketa aerodinamikoak, sismografoak, kronometroak, zundak, geodesia espaziala, neurketa atmosferiko eta itsasazpikoak, eta abar.

Medikuntza: kirurgia, fotokoagulazioa, begiko glaukomaren tratamendua, kataratak, retinopatiak, otorrinolaringologia, dermatologia eta estetika, ginekologia, odontologia eta ortodontzia, endoskopia, fibroskopia, ultzera hemorragikoen tratamendua, tumoreen diagnostiko eta tratamendua, laserterapia, akupuntura, eta abar.

Komunikazioak: fibra optikoan zeharreko seinaleen transmisioa, disko optikoetako informazioaren grabazio eta irakurketa, sistema fotofonikoak, fotoinprimaketa, holografia, artea eta ikuskizunak, eta abar.

Oinarrizko ikerketa: optika, erlatibitate jenerala, fusio nuklearra, plasmen ikerketa, materialen ezaugarri termikoak, espektroskopia, masen espektrometria, erreakzio kimikoen dinamika, lotura molekular eta intermolekularren ikerketa, biokimika, eta abar.

Erabilpen belikoak: lidar sistemak, bisoreak, projektilen bilaketa, misilen aurkako laserrak, misilen zuzentze eta destaze sistemak, hegazkin ultrasonikoen presiziozko telemetria, eta abar.

Oraindik laserren aplikazioak zabalik daude alde guztietatik eta gaur egun ezagutzen ez diren aplikazio berriak etorkizunean ugaltzen joango dira.

1.3.- LASER-MATERIALE SOLIDOEN EZAUGARRIAK

Lehen laserrean (Rubi kristalezkoan) eta gaur egun gehien erabiltzen diren laser gehienetan materiale aktiboa solidoa da. Materiale solidoaren egitura beira edo kristal bat izaten da, ioi batekin dopatuta dagoena. Ioi dopatzaileak ematen dio materialeari aktibitate optikoaren absortzioaren eta igorpenaren ezaugarri espektroskopiko nagusiak .

Ioi aktiboaren (dopatzailearen) absortzio ezaugarriak ponpaketa sistemarekin egokituz eta bere igorpen ezaugarriak erresonadorearekin Laser igorpena lor daiteke, beraz ezaugarri espektroskopikoek interes handia dute laser igorpenerako.

Aipa ditzagun lehenik ioi aktiboak edo **dopatzaileak**:

Ioiaren maila elektronikoek eta maila ezberdinen arteko trantsizioek, bere ezaugarri espektroskopikoak ezartzen dituzte. Elementu kimiko guztien artetik gehien erabiltzen diren ioi dopatzaileak lur arraroak eta trantsizio-metalak dira.

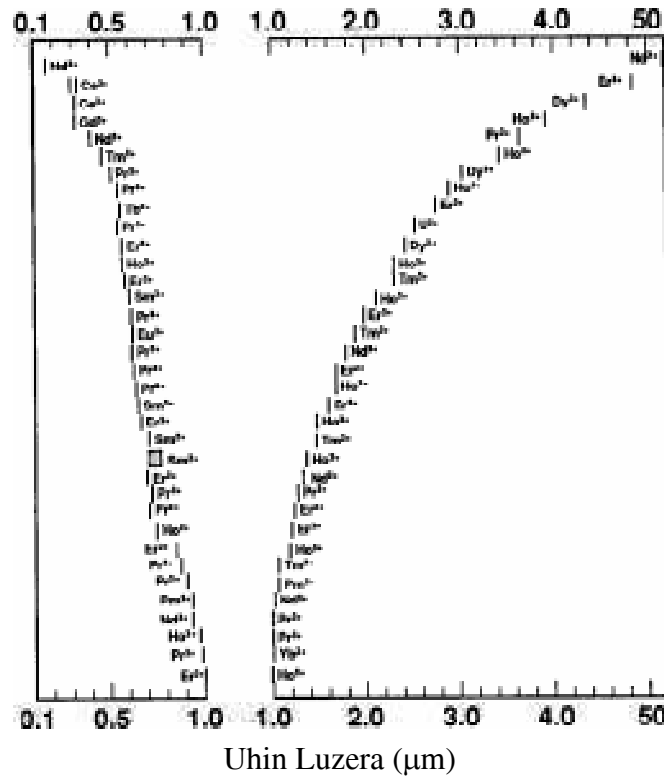
Ia lur arraro guztien, Zerio-tik Yterbio-raino, eta Kromo, Titanio, Nikel, Kobalto edo Banadioa bezalako trantsizio metalen ioien laser igorpena lortua izan da.

Solidozko laserren ponpaketa optikoa, beste laser batez (gasezkoa, laser-diodoa, etab) edo flash lanparez egin daiteke.

Gaitasun handiena duten dopatzaileak lur arraroak dira [4], gehientsuetan, trantsizioetan inplikaturiko elektroiak, 4f elektroiak direlako, eta hauek kanporagoko 6s elektroiangatik babestuta daudelako. Horrexegatik elektroik hauek jasaten duten inguruaren eragina ahulagoa da eta elementu kimiko guztietatik trantsizio estu eta indartsuenak dituzte. Aktinidoak ere lur arraroen oso antzekoak dira, baina gehienak erradiaktiboak dira.

Lur arraroek, ia guztiek, lau mailatako eskemak dauzkate, baina euretariko batzuek tenperatura txikitik soilik. Orokorrean, laser igorpena nahikoa erraz lortzen da baita gelako tenperaturan ere, eta flash lanparez ponpatuak.

Lur arraroen trantsizioekin ia espektro ikuskor osoa eta infragorri hurbila betetzen da:



1.3 Irudia

Lur arraro ezberdinen igorpenen uhin luzerak

Gaitasun handiena duena Neodimioa da eta ondoren Yterbioa, Erbioa, Tulioa, Holmioa eta Praseodimioa .[12]

Lur arrarozko lehen laserra Neodimiozkoa izan zen (1961) beira batetan txertatua. Neodimioak berak baina kristal batetan, Nd:CaWO₄, 1962-ean gelako tenperaturan ere oso ponpaketa txikitan laseatzen zuela erakutsi zuen. 1964-an Nd:YAG (Nd:Y₃Al₅O₁₂) aurkitu zen, eta laster erakutsi zen Neodimioa ioirik efizienteena zela aplikazio gehienetarako. Ondorengo 1.4. atalean zehatzago aztertuko da.

Beste lur arraroak, orokorrean, ez dira hain efizienteak, baina badauzkate interes handiko beste ezaugarri batzuk. Adibidez uhin luzera ezberdinak lortzeko, Praseodimioak ikuskorraren barruan hiru trantsizio dauzka, Erbiozko laser batzuk 2.8 µm-tan emititzen dute medikuntzako zenbait aplikazio interesgarritan, eta 1.5 µm-tan Telekomunikazioetarako oso interesgarria den uhin luzeran. [25]

Trantsizio-metalak izatez, ez dira hain efizienteak, hiru mailatako eskemak dauzkatelako, eta euren trantsizioak zabalagoak direlako ponpaketa-muga altuagoak dituzte, baina bestalde laser sintonizagarrietarako egokiagoak.

Lehen laserra hain zuzen trantsizio-metalezkoa izan zen (Rubi, Cr^{3+} : Al_2O_3) eta flash lanpaz ponpatua, baina tenperatura kriogenikotan, eta horregatik ez du gaur egun arrakasta handirik. 1974-arte ez zen trantsizio-metalezko laser bat eraiki gelako tenperaturan, alejandritarekin (BeAl_2O_4 : Cr^{3+}), baina beste laser batez ponpatua. Jarraian, Kromoaren laser igorpena gelako tenperaturan beste matrize askotan lortu zen: LiCaAlF_6 : Cr^{3+} (LiCaF), LiSrAlF_6 : Cr^{3+} (LiSAF), Forsterita (Mg_2SiO_4 : Cr^{4+}), etab. Cr:LiSAF oso interesgarria izan da bere sintonizagarritasun tarte oso handia zelako (0.78-0.99 μm), baina 1985 inguruan Titanio Zafiroa aurkitu zen, Ti^{3+} : Al_2O_3 , eta bera da gaur egun sintonizagarritasun tarte handiena duena (0.66-1.2 μm), baina beste laser batekin ponpatu behar da, Argonezko bat edo Nd:YAG bikoiztu bat. Harrigarria da nola behar izan diren 25 urte Rubizko lehen laserretik Titanio Zafiroaren aurkikuntza arte, biek matrize berbera dutela kontutan izanik.

Ioi baten ezaugarri espektroskopikoetatik, interes gehien dutenak hauek dira: absorzio eta igorpen espektroen gailurren uhin luzerak, intentsitateak eta zabalerak, igorpen estimulatua azalera efikaza eta fluoreszentsia-biziraupena.

Laserren ezaugarri interesgarrienak, uhin luzera, laser espektroaren zabalerak, sintonizazio tarteak, ponpaketa-atariak, irteerako potentzia, efizientzia energetikoa, eta abar.

Ondoren, dopatzaileak egoitza bezala hartzen dituzten **matrizeen** ezaugarriak aipatuko ditugu, bi multzotan banatuta: beirak eta kristalak.

Dopatzailea euskarritzen duen matrizea kimikoki egonkorra izan behar da, gogorra, barne-tentsiorik gabea, kalitate optiko ona izan, laser erradiazioarentzat oso gardena, eroale termiko ona, errefrakzio-indize konstantea izan behar du tenperaturarekiko, erradiazioaz eragindako kalteei erresistentzia, eta sintetizatzeke erraza.

Kristal egiturako edo Beira egiturako materialeen ezaugarriak hauek dira:

a) Materiale beirakiak edo amorfoak [19-23], normalean, kristalak baino errazago sintetizatzen dira, handiagoak, eta kalitate optiko hoberekin. Isotropoak izaten dira, dopatzailearen kontzentrazio handiagoak onartzen dituzte, uniformetasun onarekin (2 metroko luzeradun eta 10 cm-ko diametrodun barrak eraiki dira, energia handiko pultsuak lortzeko)[1].

Beira-matrize batetan txertaturik ioi dopatzaile batek kristal batetan baino igorpen eta absorzio tarte zabalagoak dauzka, bere barruan infinitu inguru ezberdin topa

ditzakeelako egoitza ezberdinetan kokatuta. Horretxegatik igorpen-azalera efikazak ez du izaten balio maximo handiegirik.

Espektror zabaleko ponpaketa-iturriak erabiliz, flash lanparak adibidez, hobe da ioiaren absortzio-espektrora zabala bada, horrela ponpaketa efizienteagoa izaten da.

Igorpen-azalera txikiagoekin laser-ataria altuagoa da, baina populazio irauliakoak lor daitezke, eta hortaz, energi metaketa handiagoa, baina azalera txikiegia bada, irabazia ere gutxitu egiten da.

Energi handiko laser pultsuak sortu nahi direnean, materiale aktiboa neurritz handia, eta energi metaketa ahalmena ere handia izatea komeni da. Honexegatik honelako aplikazioetan beirak, kristalak baino erabiliagoak dira. Gaur egun, energi handiko laser pultsuen aplikazioetarako, xafla (edo slab) formako uhin-bidezko laserrak garatzen ari dira, 10^{14} W-tako potentzi gailurrak lortuz (EEBB-etan instalaturiko potentzia osoa), baina zaila da pikosegundu bat baino denbora gehiagoz eustea. Honelako potentziak, adibidez, fusio nuklearraren ikerketarako beharrezkoak dira [24].

Beiren beste aplikazio nagusietako bat fibra edo zuntz optikoa da. Luzera handiko fibrak beirazkoak egin daitezke soilik, kristalekin ezinezkoa baita.

Fibra optikozko laserrak oso efizienteak dira, bere nukleoa oso estua delako (mikra batzuk) eta lortzen dituen energi dentsitateak oso altuak direlako. Arrazoi honegatik fibrazko laserrak oso laser-atari txikiak eta oso igorpen-espektrora zabalak izaten dituzte, oso interesgarriak dira laser sintonizagarrietarako [27].

Fibra optikoei oso aplikazio garrantzitsua dute telekomunikazioetan, eta gaur egun materiale beiraki berriak garatzen ari dira komunikazioen posibilitateak hobetzeko. Silizezko fibrak "gardentasun leiho" bat dauka $1.55\mu\text{m}$ inguruan. Erbioxoak badu trantsizio bat uhin luzera horretan bertan. Gainera uhin luzera honek ez du giza-begia zeharkatzen eta horrela ez dio erretinari kalterik egiten [26]. Erbioxo dopaturiko silizezko fibrak, komunikazioetarako amplifikagailu optikoei erabiltzen hasiak dira. Fibra optiko berrien ikerketa oraindik posibilitate berrietara irekita dago, gainera amplifikazio optikoa oraindik garatzen ari da [25].

Beiren eroaletasun termikoa ez da oso ona, kristalekin konparatuz, horregatik potentzia handiko aplikazioetan ez dira asko erabiltzen. Energia handiko pultsuetako aplikazioetarako bai baina errepikapen-maiztasun txikitik eta oso gutxitik erabilpen jarraian.

Eroankortasun termiko txikiak, gainera beste arazo batzuk sortzen ditu: eragindako birrefringentzia eta lente termikoa, errefrakzio-indizea ere tenperaturarekin aldatu egiten

delako.

b) Materiale Kristalino edo ordenatuak [6-8], orokorrean, beirak baino eroale termiko hobeak izaten dira, hortaz, potentziazko aplikazioetarako hobeak (energia handiko pultsuak eta maiztasun handiz edota jarraiean). Ioi ezberdinen igorpenek beiretan baino azalera efikaz handiagoak eta trantsizio estuagoak dauzkate, baraz laser-atari txikiagoak eta irabazi handiagoak.

Tamalez, euren kalitate optikoa eta homogeneousuna txarragoa da eta zailago sintetizatzen dira. Dopatzailea sarean kokatzean ioi edo atomo bat ordezkaten du, eta berak baino erradio atomiko edo karga elektriko ezberdina badu, sarean distorsioak edo barne-tentsioak eta karga konpentsazioak eragiten ditu. Beraz, dopatzailearen kontzentrazioa ezin da nahi bezain handia izan. Horregatik kristalezko laginak ezin dira nahi bezain handiak izan. Honek arazo handiak sortzen ditu energia handiko pultsuetako aplikazioetan eta fibra optikoan.

Kristaletan, ioien absortzio bandak ere estuagoak izaten dira eta hortaz flash lanparekiko ponpaketa ez da oso efizientea izaten.

Flash lanparekiko ponpaketaren efizientzia hobetzeko, ioi ezberdin birekin kodopatzera ere frogatu da. Ioi bietako batek, bere laser ezaugarri aberatsak eskaintzen ditu eta besteak, "sentikortzaileak", absortzio banda zabalagoak. Ioi bien arteko energi transferentzia frogatzen baldin bada, sentikortzailetik bestera, ponpaketaren efizientzia hobetu egiten da. Tipikoki, sentikortzailea trantsizio-metalak izan daiteke eta laser igorpena duena lur arraroa. Energi transferentziaren efizientzia %90-ekoa izatera hel daiteke, baina kodopaketak matrizeen sintesia konplikatu egiten du [9,10].

Gaur egun, solidozko laserren ponpaketa berriak aurkitzen ari dira. Batez ere laser diodoekin, oso emaitza onak lortu dituzte.

80garren hamarkadan laser diodoek oso aurrerakada teknologiko handia jasan zuten. Batez ere Aluminio eta Galiozko Arseniurozkoak, (GaAl)As, 700 eta 900nm-en tartean emititzen duenez, Neodimioaren, Holmioaren, Erbatioaren, eta Prometioaren ponpaketaren efizientzia hobetzea lortu da. Laser diodo berriak garatzen ari dira egitura ezberdinetan, adibidez, (InGaAl)P uhin laburragoetarako edo (InGaAl)As luzeagoetarako.

Laser diodoak, txikiak izaten dira, sendoak, energetikoki efizienteak eta etorkizunean merkeak ere izan daitezke. Alde batetik, igorpenaren uhin luzera sintoniza daiteke, diodoaren eraiketan, Galioaren eta Aluminioaren kontzentrazio erlatiboa

erregulatuz. Horrela, bere igorpen espektroa, ponpatuko duen ioiaren absortzioarekin hobeto solapatzen da, flash lanparena baino askoz hobeto. Ponpaketa askoz efizienteagoa izango da, beroketa arazoak asko txikiagoak izango dira, eta beraz, potentziazko laserretan lente efektua eta eragindako birrefringentzia erabat gutxitzen ditu.

Laser diodoen fabrikazioaren teknologia aurreraka doa azkar: euren energi efizientzia elektrikotik optikora, %65 edo %70-era hurbiltzen ari da. Irteerako potentziak handitzen doaz, Watio banaka batzuk jarraian, Watio hamarreko batzuk quasi-jarraian edo barra-diodoan, eta ehunka Watio quasi-jarraian barra-diodoekin. Biziraupenak luzatzen ari dira 40.000 ordutik gora gelako tenperaturan [15-18].

Laser-diodoen akatsa ordea hauxe da: ponpatuko den ioiaren absortzio banda eta diodoaren igorpena uhin luzera berdinekoak izan behar dira. Adibidez Neodimioa ponpatzeko, erabiliko den diodo baten igorpenak, 810 nm inguruan, 3 edo 4 nm-tako zabalera izan dezake, baina tenperaturarekin aldatu egiten da ($\approx 0.3 \text{ nm}^\circ\text{C}^{-1}$). Horrek tenperaturaren kontrol zehatz bat eskatzen du, ponpaketa-sistema asko konplikatur [11]. Gainera laser diodo baten izpia oso dibergentea izaten da, eta beraz, fokalizazio sistemak behar izaten ditu, eta hau potentziazko aplikazioetan oso kritikoa izan daiteke.

Oraindik laser-diodoen prezioa altua da. Gainera materiale ezberdinak ponpatzen ibiltzeko, absortzio-bandak uhin luzera ezberdinetan izan dezaketenez, agian materiale bakoitza ponpatzeko diodo ezberdin bat behar izango dugu.

Beraz, laser mota egoki bat aukeratzekoan kontutan hartu beharreko parametroak ugariak eta oso ezberdinak direnez, (ponpaketa-sistema, ioi aktiboa, matrizea, zein uhin luzeratako erresonadorea, behar den energia, etab) zein aplikaziotarako erabiliko den argi jakin behar da.

Laser-materiale solido berrien interesdun ezaugarriak ere, beraz, oso ugariak dira, uhin luzera: medikuntza eta kirurgian erabiltzeko, ehun batzuk zeharkatu nahi direnean eta besteak ez, ehun ezberdinen erantzuna uhin luzera ezberdinetan kontu handiz ikertu behar da [13]. Eguratsa edo itsasazpia zeharkatu behar duten laserretan, berdin. Ikuskorra izan behar bada edo ez, sintonizagarria, eta abar.

Absortzio eta igorpen espektroen intentsitate eta zabalera, dopatzailearen kontzentrazio optimoa, kodopatuta badaude, energi transferentziaren efizientzia ioi sentikortzailearen eta ioi igortzailearen artean, laserraren energi atari eta efizientziarako.

Matrizearen ezaugarri termikoak, kimikoak, mekanikoak, optikoak, etab, kristala zein

beirakia izan.

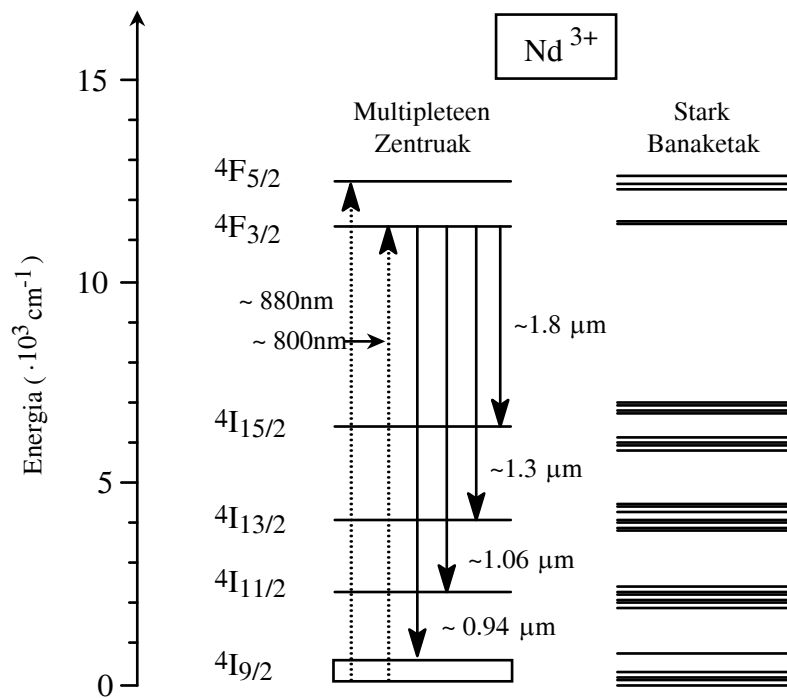
Laserren eremuko eguneroko ikerketa gehienen helburua, matrize berrien ezaugarri optikoak, termikoak, mekanikoak, kimikoak dira, edo ioi ezberdinen ezaugarri espektroskopikoak dira, edo ponpaketa sistema berriak, edo egitura berriak, denen artean, laserren parametro ezberdinak hobetzen joan daitezten.

1.4.-NEODIMIO 3+ IOIAREN EZAUGARRI ESPEKTROSKOPIKOAK

Laser aplikazioetan gehien hedatu den ioia Neodimio 3+ da. Tesi Doktoral honen helburu nagusietako bat, egoera solidozko materiale berrien laser-ezaugarriak aztertzea da. Materiale berri horietan guztietan Nd^{3+} ioia txertatua izan da, eta bere ezaugarri espektroskopiko eta laser igorpena aztertzeaz gain, materialearen beraren egituraren informazioa ere lortu nahi da.

Neodimio 3+ ioiaren energi mailen eskema 1.4 irudian erakusten da. Nd^{3+} ioia inguru kristalino batetan txertatzerakoan, eremu elektrikoak energia-maila ezberdinak banandu egiten ditu eta azpimailak sortzen ditu (Stark efektua). Arrazoi honegatik Energi maila bakoitzari mutiplete deritzo.

Neodimio 3+ ioiaren energi mailen eskema ondorengoa da:



1.4 Irudia
Neodimio 3+ ioiaren energi maila elektronikoak

Erabilitako idazkera ohizko izendaketa espektroskopikoa da:

$$2S+1 \text{ } ^L_J$$

Hemen S, L eta J, 4f azpigeruzako hiru elektroien zenbaki kuantikoak dira, hiru momentu angeluarretarako: spin, orbital, eta totala hurrenez hurren. Baina momentu angeluar totalaren zenbaki kuantikoa, L, honela adierazi ohi da:

$$L = 0 \text{ (S)}, 1 \text{ (P)}, 2 \text{ (D)}, 3 \text{ (F)}, 4 \text{ (G)}, 5 \text{ (H)}, 6 \text{ (I)} \dots$$

Maila bakoitzaren endekapena edo degenerazioa (Stark efektuaz banatzen diren azpimailen

kopurua) 2 J+1 da. Banaketa hau ioiari aplikaturiko eremu elektrikoaren araberakoa da, hau da ioiak duen inguru kristalinoaren araberakoa, eta inguru horren informazioa adierazten du.

Nd^{3+} ioia 50 matrize ezberdin baino gehiagotan laseatu izan da, bere trantsizio ezberdinetan, 0.9, 1.06 eta 1.3 μm ingurukoetan. Euretatik efizienteena gelako temperaturan bigarrena da edo, ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$. Trantsizio honen azalera efikaza matrize beirakietan 10^{-20} cm^2 [23] ingurukoa da eta kristaletan 10^{-18} cm^2 -rainokoa [14]. Matrize guztietatik ezagunena YAG izeneko kristal granatea da.

YAG edo (Ytrio eta Aluminiozko Granatea: $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$) Neodimioz dopatua, oso luze eta sakon aztertua izan da eta bere laser igorpen ezagunena, 1.064 μm -koa, gaur egun industriako, zein medikuntzako, zein ikerketa zientifiko zein teknologikotan aplikazio ugarritan erabiltzen da. Neodimioz dopaturiko edozein materiale berri aztertzerakoan, berau da derrigorrezko erreferentzia.

Lehenengoz, J.E. Geusic eta bere kolaboratzaileek 1964-an probatu zuten. Oso ezaugarri onak ditu laser operaziorako: egitura kubikoa du, gogorra da, kalitate optiko ona, koloregabea, eroaletasun termiko altua ($\approx 10 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$). Neodimio dopatzaileak Ytrioa ordezkutzen du sare kristalinoan, eta bera ere tribalentea denez, ez du karga-kompentsaziorik behar. Oso igorpen banda estuak ditu, azalera efikaz handia ($2.8\cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ [1]) eta beraz, laser atari txikia eta irabazi handia.

Egoera normalean Nd:YAG-ak bere trantsiziorik indartsuenean laseatzen du, azalera efikaz altuenekoan, baina beste trantsizio batzutan ere laser igorpena lortu daiteke, erresonadorearen ispiluen islakortasunaz baliatuz edo erresonadorean elementu hautatzaile edo iragazleak tartekatuz: dispersio prismak, filtroak etab.

Trantsizioa:	$^4F_{3/2} \text{ o } ^4I_{11/2}$	$^4F_{3/2} \text{ o } ^4I_{13/2}$
	1.0521	1.3188
	1.0615	1.3200
Uhin	1.0641	1.3338
Luzerak	1.0646	1.3350
(μm)	1.0738	1.3382
	1.0780	1.3410
	1.1054	1.3564
	1.1121	1.4140
	1.1159	1.4440
	1.1227	

1.1 Taula

Nd:YAG-aren Trantsizio nagusiak gelako tenperaturan [1].

Nd:YAG laserrak efizientzia energetiko ona du, flash lanparekin ponpatuz, ($\approx \%1$), batez ere, gas atomikozko laserrekin konparatuz ($\%0.001$ -etik $\%0.1$ -eraino), baina oso eskasa beste laser mota batzuekin konparatuz, adibidez CO_2 ($\approx \%30$) edo laser-diodoak ($\approx \%50$).

Neodimioaren kontzentrazioa sare kristalinoan, txikia izan behar da, ($\approx \%1$ edo $1.386 \cdot 10^{20} \text{cm}^{-3}$) quenching arazoak dituelako (biziraupenaren laburtzea kontzentrazioarekin). Neodimioaren erradio ionikoa Ytrioarena baino $\%3$ handiagoa da eta kontzentrazio handitan, sare kristalinoak barne-tentsioak eta distortsioak ditu, kalitate optikoa gutxituz.

Absortzio-banda, (810 nm , $^4I_{9/2} \rightarrow ^4F_{3/2}$), oso estua izaten da, $\approx 1 \text{ nm}$, eta hortaz, flash lanpaz ponpaturik oso efizientzia gutxikoa, adibidez Xenonezko lanparen igorpen espektroa oso zabala da, eta bere igorpenaren uhin luzera gehienak alferrik galtzen dira.

Beste kristal edo beira batzuk Nd:YAG-ak baino ezaugarri puntual hobeak erakutsi izan dituzte Nd^{3+} -aren laser-igorpenetan: flash lanparekin ponpaketaren efizientzia hobea, igorpen azalera efikaz handiagoak, arazo termiko gutxiago edo fabrikatzeko erraztasun handiagoa.

Adibidez, YOS izeneko kristala (Y_2SiO_5) 911 nm -ko igorpenean efizienteagoa da, eta hasieran itsasazpiko komunikazioetarako erabili zen. LMA ($\text{LaMgAl}_{11}\text{O}_{19}$) kristalean Neodimioaren igorpen nagusiak 1.08 mm -tako uhin luzera du eta Helio atomoaren erresonantzietako bat ponpatzeko garatu zen [7].

Adibidez, GGG (Gadolinio eta Galiozko Granatea) eta GSGG (Gadolinio, Eskandio eta Galiozko Granatea), Kromo eta Neodimioz kodopaturik, flash lanpazek ponpatzean %5-eko efizientzia energetikoa erakusten dute. Neodimio eta Kromoaz Kodopatzera Neodimioa soilik baino efizienteagoa da Kromoak sentikortzaile lana betetzen duelako: bere absorzio-banda zabalagoak eskainiz, eta Neodimioari energia nahiko efizienteki transferitzen diola ikus daiteke [9,10].

Baina beste kristal hauek, YAG-ak baino eroankortasun termiko txikiagoa daukate eta potentziazko aplikazioetan arazo gehiago ematen dituzte.

KGW (Potasio eta Gadolinio Tungstato) kristalak YAG-ak baino igorpen azalera efikaz handiagoa erakusten du ($3.3 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$) eta Neodimiozko kontzentrazio handiagoak onartzen ditu, baina eroletasun termiko txikiagoa du ($3.8 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{k}^{-1}$) eta potentziazko aplikazioetan ez da YAG-a baino hobea. [11]

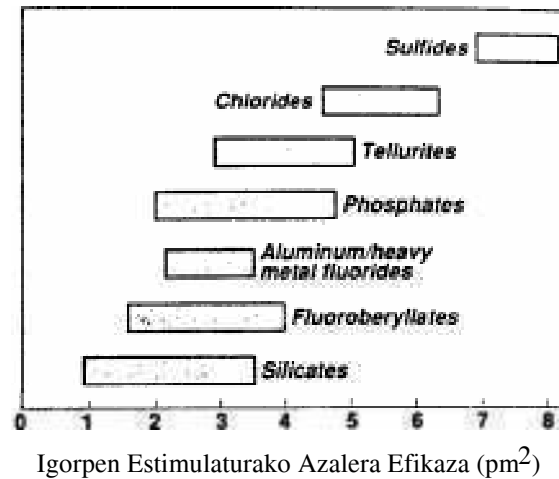
Adibidez, YLF (LiYF_4) kristalak, YAG-ak baino lente-efektu txikiagoa erakusten du, eta Neodimioak biziraupen luzeagoa du, baina ez da gogorra.

Adibidez, YAP (YAlO_3) kristalak, YAG-ak baino birrefringentzia arazo txikiagoak ditu baina fabrikatzeko arazo gehiago ditu.

Ytrio Vanadatoak (YVO_4), edo Gadolinio Vanadatoak (GdVO_4) edo Estrontzio Fluorovanadatoak (S-VAP) edo FAP ($\text{Ca}_5(\text{PO}_4)_3\text{F}$) Neodimioz dopatuta igorpen-azalera efikaz handiagoak dituzte ($15.6, 7.6, 5$ eta 5 errespektiboki $\cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$) Nd:YAG-ak baino, eta beraz laser atari eta irabazi handiagoak, baina eroletasun termiko pixka bat txikiagoak dituzte. Dena den laser-diodoekin ponpatuak efizientzia hobeak ematen dituzte [14].

Matrize beirakiek, aurreko atalean ikusi dugunez, orokorrean, kristalek baino eroletasun termiko txikiagoa dute, eta hortaz, ezin dira potentziazko aplikazioetan erabili. Dena den Nd^{3+} -aren dopatzailearen kontzentrazio handiagoak onartzen dituzte, eta lagin handiagoak eta forma ezberdinetakoak egin daitezke eta dopatzaileek, kristaletan baino lumineszentzia-banda zabalagoak daukate. Biziraupenak kristaletan baino luzeagoak izaten dira (200 eta 1200 μs artean [22]) eta beraz, energi metaketarako hobeak izaten dira, eta pultsu laburretako laserretan aldiuneko potentzia oso handiak lortzeko gai dira.

Matrize beirakiek, aurreko atalean ikusi dugunez, orokorrean, kristalek baino igorpen estimulaturako azalera efikaz txikiagoak dituzte, baina ez hain txikiak: Nd^{3+} -aren $4\text{F}_{3/2} \rightarrow 4\text{I}_{11/2}$ trantsiziorako $\sigma_E \approx 10^{-20} \text{ cm}^2$ [22]:

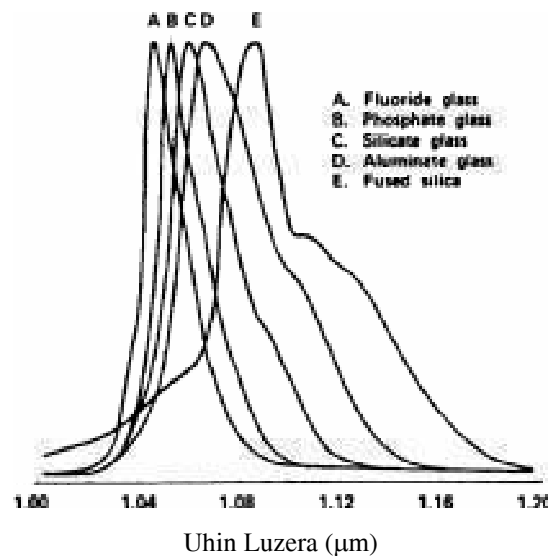


1.5 Irudia

Nd³⁺-aren $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ trantsiziorako Igorpen Estimulaturako Azalera Efikaza, beira motaren arabera (300K-tan). Emaizta hauek Absortzio eta Igorpen Optikoaren espektroei Judd-Ofelt analisi teorikoa aplikatuz lortu dira [22].

Beira-motaren arabera, Nd³⁺ ioia inguru ezberdinetan aurkitzen da, eta horrek eragin handia du bere trantsizioen energian, intentsitatean, zabalera eta profileen. Adibidez, $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ trantsizioa energia gutxiagorekin gertatzen da (uhin luzera handiagoarekin) oxidoen beiretan fluoruroen beiretan baino.

Oxidoen artean, trantsizio bera uhin-luzera txikiagoaz gertatzen da silikatozkoetan Silize fundituzkoetan baino, eta oraindik txikiagoaz Fosfatozkoetan.



1.6 Irudia

Neodimio 3+ ioiaren $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ trantsizioaren igorpen espektroak beira mota ezberdinetan [22].

Etorkizuneko aplikazio berriek, materiale berriak edo materiale ezagunen aldaketak eskatuko dituzte, baina horretarako lehenengo ondo ulertu beharko dira euren egitura mikroskopikoak eta euren izaeraren arrazoiak.

1.5.- LEHEN KAPITULUAREN BIBLIOGRAFIA:

- [1] W. Koechner. "Solid State Laser Engineering" Springer-Verlag, Berlin 1976, 1988, ó 1992.
- [2] A.E. Siegman. "Lasers". Berkeley CA, University press, 1986. pp955-971.
- [3] J. Tur, M.R. Martínez. "Tecnología y práctica del láser". Marcombo, Boixareu Editores- Barcelona-México, 1987.
- [4] N. Bloembergen. "Optical Materials, then and now". Annual Review of Materials Science, 23 pp1-10, 1993.
- [5] T. Higgins. "The three phases of lasers: solid-state, gas and liquid". Laser Focus World, July 1995 pp73-85.
- [6] A.A. Kaminskii "Laser Crystals". Springer Verlag, Berlin Germany 1981.
- [7] L. J. Atherton, S. A. Payne, C.D. Brandle. "Oxide and Fluoride Laser Crystals" Annual Review of Materials Science 1993, Vol23, pp 453-502.
- [8] A.A. Kaminskii, "Achievements of Modern Crystal-Laser Physics". Annales de Physique (Fr) Vol16, n°6, pp639-706, Dec 1991.
- [9] V.G. Ostroumov, Yu.S. Privis, V.A. Smirnov, A. Shcherbakov. "Sensitizing of Nd³⁺ luminescence by Cr³⁺ in Gallium Garnets". J. Opt. Soc.Am.B, Vol3, n°1, pp81-93, Jan.1986.
- [10] S.E. Stokowski, M.H. Randles, R.C. Morris. "Growth and Characterization of Large Nd:GSGG Crystals for High Average Power Slab Lasers". IEEE J. Quant. Electr. Vol24, n°6, pp934-948, Jun 1988.
- [11] V. Kushawaha, L.Major. "Relative performance of a 1.06 μm laser with various Nd doped crystals". Optics and Laser Technology. Vol 26, n°5 oct.1994. pp351-353.
- [12] G. Huber, E.W. Duczynski, K. Petermann, "Laser pumping of Ho, Tm, Er doped Garnet Lasers at Room Temperature". IEEE J. Quant. Electr. Vol24, n°6, pp920-923, Jun

1988.

[13] T.S. Kubo, T.J. Kane "Diode-pumped Lasers at Five Eye Safe Wavelengths". IEEE J. Quantum Electronics, Vol28, n°4 APR 1992.

[14] L. DeShazer. "Vanadate Crystals exploit diode-pump Technology". Laser Focus World, FEB 1994, pp88-92.

[15] T.S. Fan, R.L. Byer. "Diode Laser-Pumped Solid-State Lasers". IEEE J. Quant. Electr. Vol24, n°6, pp895-912, Jun 1988.

[16] W. Streifer, D.R. Scifres, G.L. Harnagel, D.F Welch, J. Berger, M. Sakamoto. "Advances in diode laser pumps". IEEE J. Quant. Electr. Vol24, n°6, pp883-894, Jun 1988.

[17] D. Mehuys, D. Evans. "High-Power diode lasers tune into diverse applications". Laser Focus World May 1995 pp117-121.

[18] T. Higgins. "The smaller, cheaper, faster world of the laser diode". Laser Focus World, April 1995, pp65-76.

[19] N. Neuroth. "Laser Glass: Status and Prospects". Optical Engineering, Vol26, n°2, Feb.1987, pp96-101

[20] S.E. Stokowski. "Laser Glass: An Engineered Material" del Libro "Lasers, Espectroscopy and New Ideas", Springer Verlag. Berlin. 1988, pp47-88.

[21] R.R. Jacobs, M.J. Weber. "Dependence of the $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ induced emission cross section for Nd^{3+} on glass composition" IEEE. J. Quant. Electron. Vol12, n°2 Feb.1976.

[22] M.J. Weber. "Science and Technology of Laser Glass". Journal of Non-Crystalline Solids, 123 (1990), pp208-222.

[23] W.F. Krupke, "Induced-Emission Cross Sections in Neodymium Laser Glasses". IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.QE-10, n°4, pp450-457, April 1974.

[24] N. Blanchot, C. Rouyer, C. Sauteret. "Amplification of sub-100-TW femtosecond pulses by shifted amplifying Nd:Glass amplifiers: Theory and Experiments". Optics Letters, Vol20, n°4, Feb15 1995. pp395-397

[25] E. Desurvire. "The Golden Age of Optical Fiber Amplifiers" . Physics Today Vol47, n°1, pp20-27, Jan 1994.

[26] W.J. Miniscalco, "Erbium-Doped Glasses for Fiber Amplifiers at 1500 nm". Journal of Lightwave Technology, Vol9 n°2, Feb1991.

[27] D. Hanna, A. Tropper. "Fiber Lasers offer higher powers and shorter wavelengths". Laser Focus World, May 1995 pp123-128.

2.- TEKNIKA ESPERIMENTALAK ETA INSTRUMENTAZIOA

2.-TEKNIKA ESPERIMENTALAK ETA INSTRUMENTAZIOA

2.1.- SARRERA

Neurketa esperimentalak lortzeko erabili diren teknika esperimental ezberdinak atal honetan erakutsi eta azaltzen dira.

Aipaturiko teknika esperimental ezberdinak lau dira:

2.2.- Laser igorpenaren Espektroskopia: ikertzen den muestraren igorpen estimulatua lortutakoan, bere ezaugarri energetikoak espektralak eta denboralak lortzea du helburu nagusia.

2.3.- Absortzio optikoa: muestra ezberdinen absortzio espektroak lortzea du helburu. Espektrou hauek kitzikapen mota ezberdinak aukeratzeko beharrezkoak dira.

2.4.- Egoera jarraiko Lumineszentzia: kitzikapen zein igorpen espektroak lortzeko, egoera jarraiean.

2.5.- Pultsukako Lumineszentzia: denboraz bereiztutako espektroak kodopatzearen kasuetan, zein biziraupenak lortzeko.

Teknika bakoitzaren barruan bere xehetasunak, ezaugarriak, instrumentazioa eta erabilitako ekipoak sakonago azaltzen dira: sentikortasun espektrala, denborala, erabilpen tartea eta ohizko baldintzak aparatu bakoitzarentzat.

2.2.- ABSORTZIO OPTIKOA

Absortzio optikoaren espektroak CARY 5 espektrofotometro komertzial batekin, gelako tenperaturan, neurtu dira. Espektrofotometroaren tarte espektrala 195 nm eta 2.5 mm artean da eta dentsitate optikoak neurtzen ditu 0 eta 3 artean, $2 \cdot 10^{-3}$ DO. sentikortasunarekin.

Dentsitate optikoa:

$$D.O.(\lambda) = \log \frac{I_0(\lambda)}{I(\lambda)}$$

Dentsitate optiko absolutuaren balioak kalkulatzeko espektroak base lerroarekin normalizatu dira.

Absortzio koefizientea, $\alpha(l)$, kalkulatzeko materialearen lodiera ezaguna izanik erlazio honekin kalkula daiteke:

$$I = I_0 \exp(-\alpha x)$$

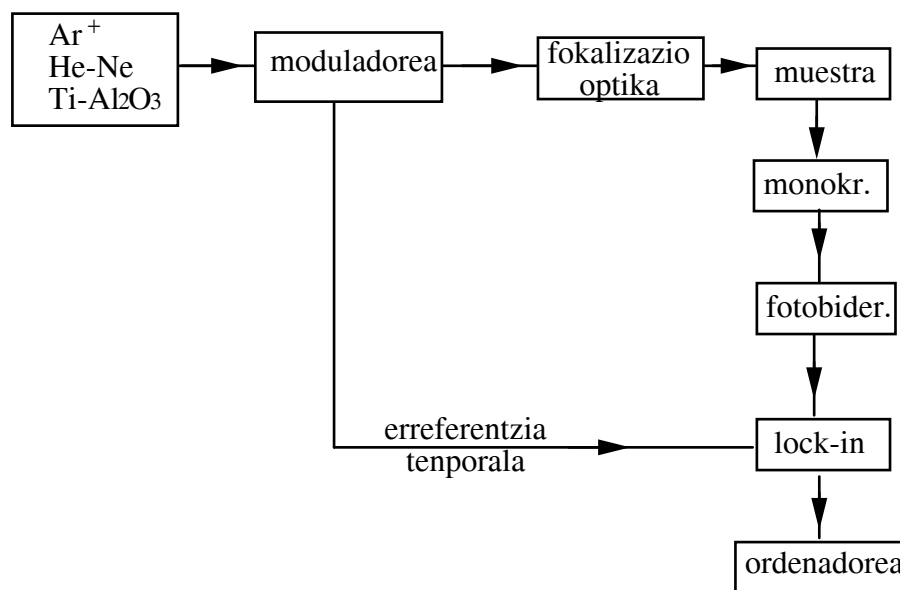
Absortzio koefizientearen eta dentsitate optikoaren arteko erlazioa hauxe da:

$$\alpha = (DO) \cdot \ln 10 / e \ .$$

2.3- EGOERA JARRAIKO LUMINESZENTZIA

2.3.1.- Igorpen Espektoak

Egoera jarraiko igorpen espektoak lortzeko kitzikapen iturri ezberdinak erabili ditugu: He-Ne laser bat (633 nm) , Ar⁺ laser bat (477 nm eta 514 nm) eta Titanio:Zafiro laser sintonizagarri bat (760 eta 1050 nm) artean.



2.1.Irudia

Egoera jarraiko igorpen espektoak lortzeko muntaiaren eskema

Kitzikapen laserrak igorritako izpia moduladore mekaniko edo "chopper" batekin modulatu da, Lock-in amplifikatzaileari erreferentzia tenporala emateko. Moduladorearen maiztasuna 8Hz eta 2 KHz-artearen erregulatu daiteke.

Materialeak kriostatoko baten barruan sartzen da. Kriostatoko fluxu jarraikoa da eta kontrolatzaile batekin bere tenperatura 4K eta gelako tenperatura bitartean aldatu daiteke, ± 0.1 K-eko prezisioarekin. Materialeak igorritako luminiszentzia norabide perpendikularrean jasotzen da, lente batekin monokromadorearen sarrerako zirrikitan fokalizatuz.

Monokromadorearen irteeran detektore fotobiderkatzailea dago eta honek seinale optikoa seinale elektriko bihurtzen du. Seinale elektriko hau lock-in" amplifikagailura eramaten da.

Erabilitako tresnen ezaugarriak hauexek dira:

Argonezko laserra: Coherent Innova 400, 15 W-tako potentzia maximoa. 477nm eta 514 nm modu bikoitzean erabili daiteke.

He-Ne laserra: Melles Griot, 1mW.

Ti-Zafiro laserra: Coherent 899 Ring, eraztun erresonadorea, sintonizagarria, optika ezberdinak erabiliz 760 nm eta 1050 nm artean, 15 W-ko argonezko laserrak ponpatua. Sintonizatzea filtro birrefringente batekin egiten da. Sistemak 12 GHz-tako zabalera espektralak lortu ditzake.

Chopper: EG&G-197 maiztasun aldakorrekoa 15 eta 3000 Hz. bitartean.

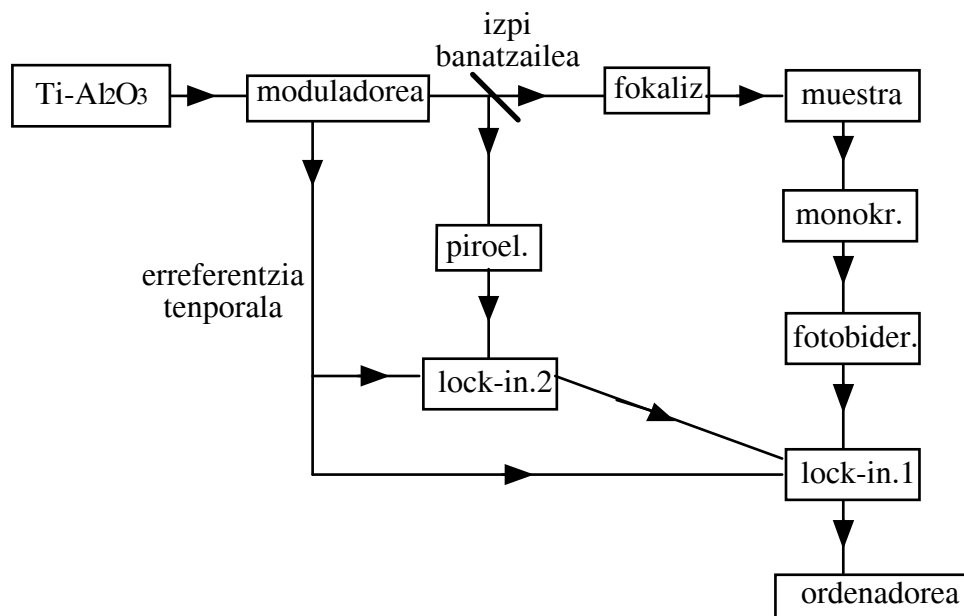
Monokromadorea: Spex, fokala 0.22m. difrakzio sarea: 600 lerro/mm. Tarte espektrala 60-2000nm, dispersioa 3.7 nm/mm, erresoluzioa 0.25 nm $\lambda=576$ nm-ren inguruan, 50 mm-tako zirrikituaz. Datuak lehen ordenakoak dira.

Fotobiderkatzailea: Hammamatsu R7102 infragorria zabaldua. Tarte espektrala: 400-1200 nm (maximoa 800nm-tan). Anplifikazio tipikoa 2×10^5 , anodoko korrante ilun tipikoa 100 nA eta igoera eta jaitsiera denbora 2.2 ns.

Lock-in anplifikagailua: EG&G-5302. Maiztasun tarte 0.2Hz eta 210kHz artean. Sentikortasuna 100 nV-tik 10V-raino.

2.3.2.-Kitzikapen Espektoak

Egoera jarraiko kitzikapen espektoak lortzeko kitzikapen iturri bezala Titanio zafiro laser sintonizagarri bat erabili da. Sintonizazio tarteak 760nm-tik 1050 nm-raino.



2.2.Irudia

Egoera jarraiko kitzikapen-espektoak lortzeko muntaiaren eskema

Ti:zafirozko laserrak igorritako izpia modulatu egiten da moduladore mekaniko edo "chopper" batekin. Moduladoreak lock-in biei erreferentzia tenporala ematen die.

Izpia bitan banatu egiten da lamina banatzaile edo "beam splitter" batekin, kitzikapen- espektoaren normalizazioa egin ahal izateko, kitzikapenaren intentsitatea uhin luzerarekin aldatu egiten delako.

Banatzailan desbideratutako izpia detektore piroelektriko batera eramaten da, eta honek laserraren uhin luzeraren menpeko intentsitatearen aldaketak neurtuko ditu. Detektore honek emandako seinalea Lock-in2 amplifikagailura eramaten da bere balioa pantailan agertu dadin.

Izpi nagusia materialearen gainean fokalizatzen da.

Materialea kriostato baten barruan sartuta dago. Kriostatoa fluxu jarraikoa da eta kontrolatzaile batekin bere tenperatura 4K eta gelako tenperatura bitartean aldatu daiteke, ± 0.1 K-eko prezisioarekin. Materialeak igorritako lumineszentzia norabide

perpendikularrean jasotzen da, lente batekin monokromadorearen sarrerako zirrikituan fokalizatuz.

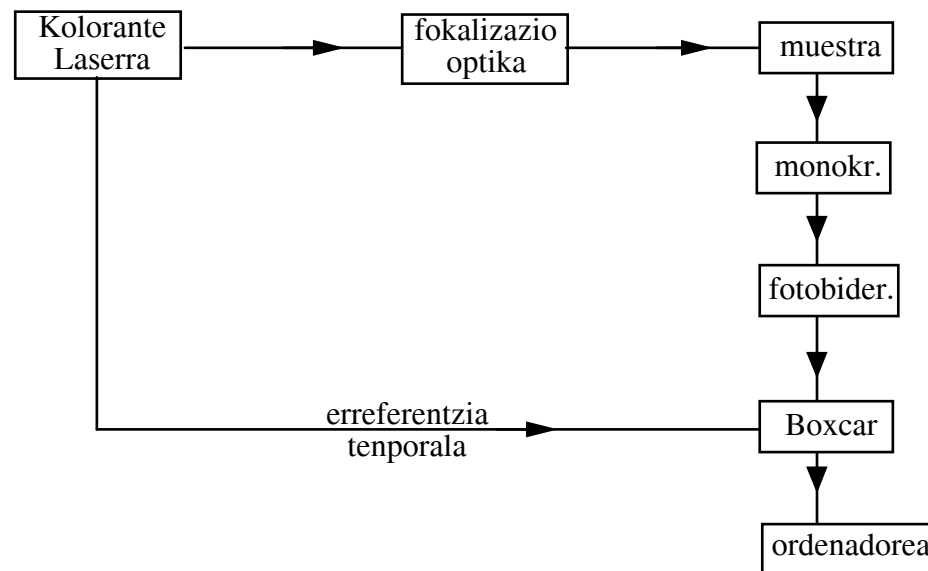
Monokromadorearen irteeran detektore fotobiderkatzailea dago eta honek seinale optikoa seinale elektriko bihurtzen du. Seinale elektriko hau "lock-in1" amplifikagailura eramaten da. Lock in1 amplifikagailuak seinalearen irakurketa zuzena egiten du, baina gainera Lock-in2 amplifikagailuko seinalea jaso eta beraien arteko zatiketa egiten du. Sistema guzti hau automatizaturik dago eta ordenadore batekin eta honetarako programa berezi batekin bai kitzikapen-laserraren uhin luzeraren sintonizazioa bai monokromadorearenak hautatu behar duena eta bai Lock-in1-en datuen jasotzea eta gordetzea automatikoki kontrolatzen da.

Erabilitako tresnen ezaugarriak igorpen espektroen atalean aztertu dira, bat izan ezik: bigarren lock-in amplifikagailua, EG&G-5210, lehenengo Lock-in amplifikagailuaren ezaugarri berdinak ditu.

2.4- PULTSUKAKO LUMINESZENTZIA

Teknika esperimental hau bizidenborak eta denboran bereizturiko kitzikapen zein igorpen espektoak lortzeko erabili da.

Pultsukako neurketetarako kolorante organikoazko laser sintonizagarri bat erabili da, 360-800 nm tarte espektralean sintonizatu daiteke kolorante ezberdinak erabiliz. Kolorante organikoa Nitrogenozko laser batekin ponpatua da (377nm). Kitzikapenaren pultsuen iraupena 1ns ingurukoa da, beraz oso laburra neurtuko diren magnitudeekin konparatuz. Hortaz kitzikapena instantaneotzat har dezakegu, guk aztertuko dugun deskitzikapenaren iraupenarekin konparatuz.



2.3.Irudia

Denboran bereiztutako igorpen eta kitzikapen-espektoak eta biziraupenak neurtzeko muntaiaren eskema

Kolorantezko laserrak Trigger irteera bat dauka fibra optiko bidez. Aldatzaile optiko elektriko batekin sistema detektoreari erreferentzia tenporala ematen dio.

Materialea kriostato baten barruan sartuta dago. Kriostatoa fluxu jarraikoa da eta kontrolatzaile batekin bere tenperatura 4K eta gelako tenperatura bitartean aldatu daiteke, ± 0.1 K-eko prezisioarekin. Materialeak igorritako luminiszentzia norabide perpendikularrean jasotzen da, lente batekin monokromadorearen sarrerako zirrikituan fokalizatuz.

Monokromadorearen irteeran detektore fotobiderkatzailea dago eta honek seinale optikoa seinale elektriko bihurtzen du. Seinale elektriko hau "Boxcar" batzbestetzaile

integratzaile batera eramaten da. Integratzaile honen bidez bizidenborak neurtu eta denboran bereiztutako espektroak lortu dezakegu, ondoren azalduko den bezala:

2.4.1.- Denboran bereiztutako espektroak

Denboran bereiztutako espektro bat lortzeko, materialeak igorri duen espektroa lortu behar da baina "instante" konkretu batetan, ponpaketa pultsua baino geroagoko denbora tarte estu batetan.

Boxcarrean lanerako modu hori hautatu behar da eta honela egin behar da: Deskitzikapenaren barruan "instante" bat aukeratzen da. Erreferentzia ponpaketa pultsua da. Instante horretan luminiszentziaren intentsitatea jaso behar da, baina pultsu kopuru handi batetan. Gero, balio guzti horien batazbestekoa kalkulatu beharra dago.

Uhin luzera bakoitzerako prozesu osoa errepikatu behar da, espektro osoa lortuz.

Espektroaren eboluzioa denboran zehar lortzeko espektro ezberdinak egin behar dira, baina neurketa "instantea" aldatuz.

2.4.2.- Biziraupenak

Biziraupenen neurketak egiteko, materialeak kitzikapenaren ondoren igorritako luminiszentziaren intentsitatearen eboluzioa denboraren menpe jaso behar da. Eboluzio tenporal tipikoa zeroranzko beheratze asintotiko bat da (tipikoki esponentziala).

Boxcarrean lanerako modu hori hautatu behar da eta honela egin behar da:

Luminiszentziaren intentsitatea jaso behar da baina instantea aldatuz. Erreferentzia tenporala ponpaketa pultsua da. Pultsu bakoitzean neurketa bat bakarrik jasotzen da baina pultsu batetik hurrengora neurketa instantea atzeratu egiten da ponpaketa pulsuarekiko.

Neurketa guztien artean beheratzearen kurba osoa osatuko dute.

Gero kurba experimental hori esponentzial (edo multiesponentzial) teoriko batetara doitzen da, eta matematikoki kalkulatu da (dira) beheratzearen denbora konstantea(k).

Erabilitako tresnen ezaugarriak hauexek dira:

Kolorante laserra: EG&G, Nitrogenozko laserraz ponpatua.

Irteerako pultsuaren iraupena: 1ns (FWHM)

Pultsuaren energia: ≥ 30 mJ

Pultsuaren potentzia maximoan: ≥ 25 kW (590 nm)

Zabalera espektrala: ≤ 0.04 nm (FWHM) (590 nm)

Boxcar (batazbestetzailea-integratzailea): EG&G-4402

Sentikortasun tartea: ± 20 mV -tik ± 5 V-raino

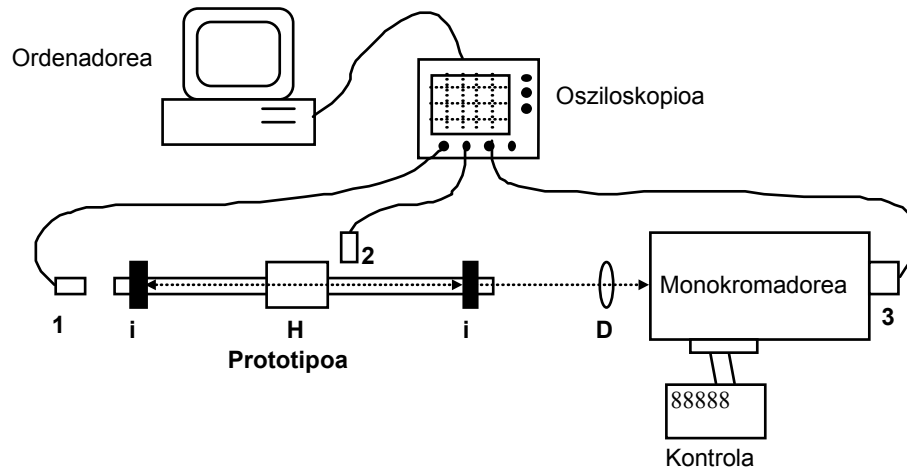
Sentikortasun denborala: ≈ 1 ns.

Prezisiao: $\pm 3\%$

Gainerako tresnak (monokromadorea eta fotobidertzailea) lehenagoko ataletan azaldu da.

2.2.-LASER IGORPENAREN ESPEKTROSKOPIA

Ikerturiko materiale ezberdinen laser igorpenaren espektroa lortzeko ondorengo irudiak adierazten duen eskema erabili da:



2.4.Irudia

Laser Igorpenaren Espektroskopiarako muntaiaren eskema

2.4 irudiko letrek hauxe adierazi nahi dute:

Prototipoa banku optikoaren gainean montatuta:

H: ponpaketa hobia: bere barruan lanparak eta ikertzen den materialea.

i: erresonadorea osotzen duten ispiluak.

D: difusorea edo lentea, kasu ezberdinetarako.

Detektoreak:

- 1.-Piroelektrikoa
- 2.-Fotodiodoa.
- 3.-Fotobiderkatzailea. (hoztua)

Monokromadoreak bere sintonizaziorako kontrol kotsola bat dauka.

Hiru detektoreak, osziloskopio digitalera konektatzen dira, eta berau PC edo ordenadore konpatible batera.

Laser prototipoa pultsukakoa da, bere erradiazioak ispiluek osatzen duten erresonadorean oszilatzeko du.

Detektore piroelektrikoa atzeko ispilu edo ispilu "totalaren" atzean ipini da, baina bertatik irteten diren galerak jasotzen ditu. Detektore piroelektrikoak "high response" moduan duen behartzeko denbora oso luzea da, 100 μ s inguru, eta baldintza horretaz baliatzen gara denboran zeharreko integratzaile bezala jartzeko, hau da laser pultsoaren energia totala neurtzeko. Detektore honekin sistemaren egonkortasuna denbora luzeetan egiaztatzen dugu.

Germaniozko fotodiodoa erresonadorearen ardatzaren perpendikular jartzen da, ispiluen artean, eta horrela aireak difusatutako erradiazioa jasotzen du.

Erresonadorearen barruan erradiazioaren dentsitatea oso handia denez, detektore honek oso ondo jasotzen du seinalea. Fotodiodoa oso detektore bizkorra da eta laser pultsoaren denboran zeharreko eboluzioa jasotzen du. Gainera detektore honen seinalea osziloskopioko triggererako ere erabiltzen dugu, bere seinalea uhin luzera guztietan integratua delako. Laser igorpenaren muga detektatzeko ere erabiltzen dugu, baldintza hauetan sentikorrena delako.

Irteerako ispilu edo ispilu partzialean zehar irtendako erradiazioa difusore batetik pasa erazten da, bere energiaren distribuzio espaziala homogeenago bihurtzeko, honela seinalea espazialki homogeenagoa izateaz gain ez da hain kritikoa jarraian kokatu dugun monokromadorearen norabidearekin.

Oso muga altua duten materialeetan irteerako ispilua ere totala ipini da, atzeko ispilua bezala, erradiazio galerak gutxitzearren. Kasu honetan seinalea askoz ahulagoa denez, lente batekin monokromadorearen sarrerako zirrikitan fokalizatzen da, seinale handiagoak lortzeko.

Monokromadoreak uhin luzera hautatzen du eta fotobiderkatzaile batetan jasotzen da. Fotobiderkatzailea, Peltier efektuko kamara errefrigeratzaile baten barruan dago, -40°C inguruko tenperaturan, bere "zarata" elektronikoa gutxitzeko.

Fotobiderkatzaileak jasotako seinalea osziloskopio digitalera eramaten da, eta han laser pultsu bakarraren erradiazioaren intentsitatea denboran zehar jaso eta gogoratu egin daiteke.

Osziloskopioak bestalde, pultsu sekuentzia baten batezbesteko tenporalak egiteko funtzioak ere baditu. Osziloskopioaren batezbesteko hau jasotako pultsuen batezbesteko tenporala da.

Jasotako seinalea gorde eta gogoratu nahi bada, ordenagailuan jaso daiteke GPIB

komunikazio kable eta txartel egokien bitartez, eta bere gestiorako dagokion softwarearekin.

Seinaleak ordenagailuan gorde ondoren prozesu eta tratamendu matematikoaz aztertu daitezke, kalkulu-orri arrunt batekin. Kalkulu prozesaketak errazak dira:

Seinalearen denboran zeharreko integraketa. Intentsitate seinaleak bere azpitik duen azalera kalkulatu, "zero" maila zehatz ezarrita, pultsuari dagokion energia kalkulatu da. Uhin luzera bakoitzerako kalkulatuak energiarekin laser igorpenaren espektroa lortzen da, unitate erlatibotan noski.

Potentzia absolutuaren neurketak egiteko beste detektore bat erabili behar da. Horretarako badugu detektore termiko bat, irteerako ispiluaren ondoan ipinita laser igorpenaren potentzia zuzenki neurtzen duena.

Erabilitako tresnen ezaugarriak hauexek dira:

Fotodiodoa: Germaniozkoa. igoera eta jaitsiera denbora 1 ns baino txikiagoa, 50Ω -tako karga inpedantzia konektatu ezker.

Piroelektrikoa: Moletron P3-01. Tarte espektrala 0.001 μm -tik 1000 μm -raino. Igoera denbora 10 ns baino txikiagoa eta sentikortasuna 10 V/W, 50Ω -tako karga inpedantzia konektatu ezker. "high response" moduan jaitsiera denbora 100 μs ingurukoa da.

Fotobiderkatzailea: Hammamatsu R406. Tarte espektrala 400nm-tik 1100-nm-raino. igoera eta jaitsiera denbora 2.2ns. Sentikortasuna 1.9 mA/W. Anplifikazio tipikoa 2.5×10^5 . anodoko korrante ilun tipikoa 100nA.

Monokromadorea: Spex-1704. 1m-ko fokala, difrakzio sarea 1200 zirrikitu/mm, tarte espektrala 197nm-tik 1.55 μm -raino lehen ordenan. Erresoluzio teorikoa 1\AA .

Osziloskopia: Tektronix TDS460, digitala, lau kanal, 1mV/div-rainoko sentikortasuna eta 1ns/div-rainoko eskala tenporala modu normalean. 350 MHz.

3.- LASER PROTOTIPO BATEN DISEINU ETA ERAIKETA

3.- LASER PROTOTIPO ESPERIMENTAL BATEN DISEINU ETA ERAIKETA

3.1.- SARRERA

Tesi doktoral hau, Egoera Solidozko Laser Teknologiaren garapenaren esparruan datza. Gure helburu nagusia, Laser teknologiaren garapenaren barruan, interesa daukaten materiale berrien igorpen estimulatua lortzea eta beren ezaugarri optikoak neurtu eta mugatzea da.

Materiale ezberdinen igorpen estimulatua lortzeko, laser prototipo experimental bat eraiki behar izan dugu, bere baitan materiale ezberdinak probatu eta aztertu ahal izateko.

Prototipoaren ezaugarri nagusienetako bat zera da, bere erabilpena ikusita materiale aktiboaren aldaketa oso erraz egiten dela.

Orain azaltzen den kapitulu honetan laser prototipoaren atal ezberdinen diseinu eta eraikuntza oso-osorik aurkezten dira.

3.2.- Flash lanparen ezaugarri orokorrak: exzitazio optikorako hauexek erabiliko baititugu.

3.3.- Flash lanparentzako iturri elektrikoa: zirkuituen eta osagai elektriko eta elektronikoen azalpena.

3.4.- Ponpaketa hobia: flash lanparak eta aztertzen den materialea bere barruan sartuko dira.

3.5.- Laserraren eraikuntza eta kalibrazioa, Neodimio:YAG izeneko Kristalarekin egin da, materiale hau oso ezaguna eta oso aztertua izan da. Sistema erresonadorea banku optiko arrunt batetan muntatu da, bertan islakortasun ezberdinetako ispiluetarako euskailuak ipintzen dira eta horrela ispiluak ere oso erraz aldatzen dira.

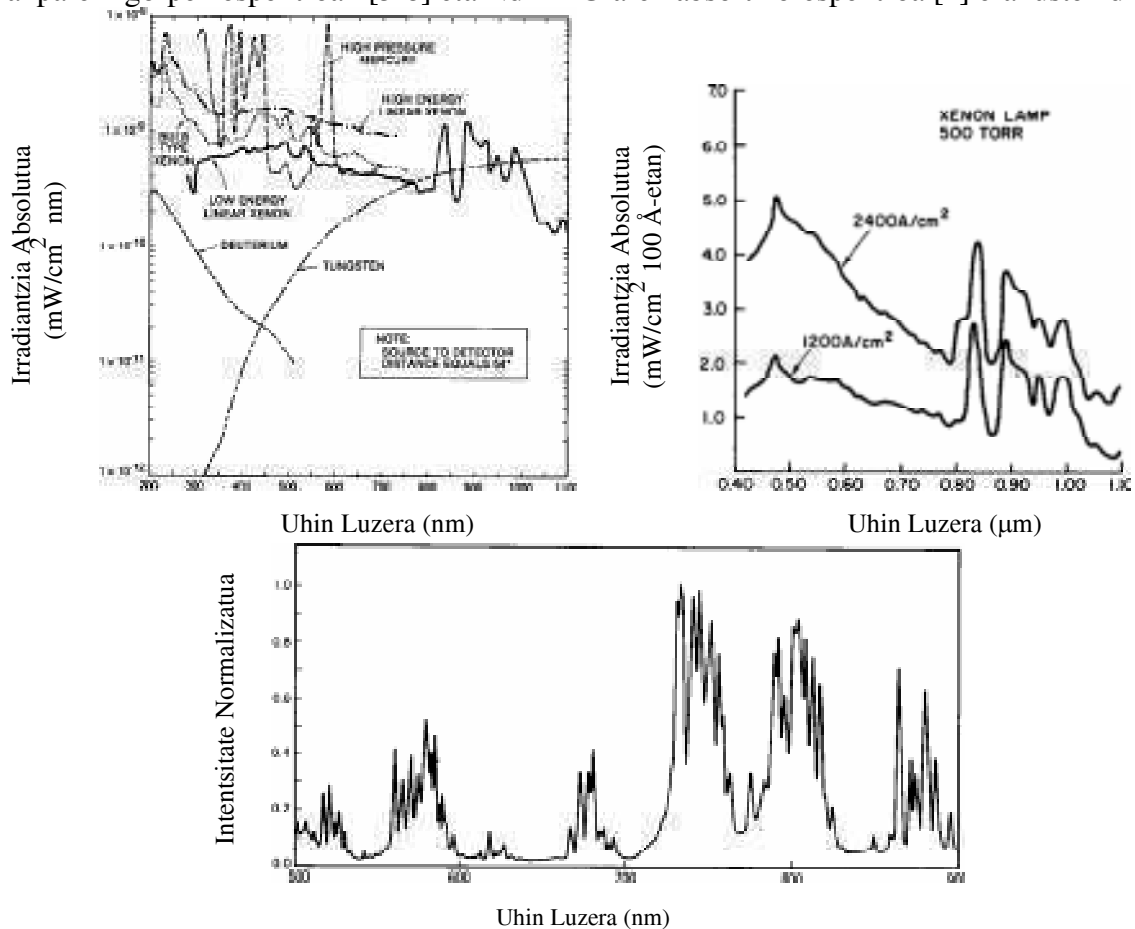
3.2.- FLASH-LANPARAK

3.2.1.- Flash lanparen igorpenaren ezaugarriak.

Optikoki aktiboak diren materialeak metodo ezberdinez ponpatu daitezke: a) deskarga elektrikoak: gazezko laseretan bezala, b) beste laser bat: kasu honetan bere uhin-luzera materialearen absortzio bandarekin kointziditu behar du, c) lanpara inkoherenteak: jarraiak edo flashezkoak, etab.

Guk materiale solidoak ponpatzeko asmoa dugu, eta ioi ezberdinekin gainera, beraz lanpara inkoherenteak aukeratu ditugu, bere igorpen espektroa oso zabala delako uhin luzeretan. Materiale berrietan laser igorpena lortzeko ponpaketa-argiak oso intentsitate handia edukitzea komeni da, beraz, Flashezko lanparak erabiliko ditugu, beraiekin lortzen baitira argi intentsitate handiagoak, oso denbora laburrean bada ere.

Normalean, Nd^{3+} , ioia Xenonezko lanparekin ponpatzen da. Ondorengo irudian lanparen igorpen espektroak [5-8] eta Nd:YAG-aren absortzio-espektroa [1] erakusten dira.



3.1 Irudia

- Xenonezko lanparen igorpen espektroak, beste lanpara batzuekin konparatuta [6]
- Xenonezko lanparen igorpen espektroak korrante-dentsitate ezberdinekin [6].
- Nd:YAG-aren kitzikapen espektroa [1]

3.2.2.-Lanparen ezaugarri energetikoak

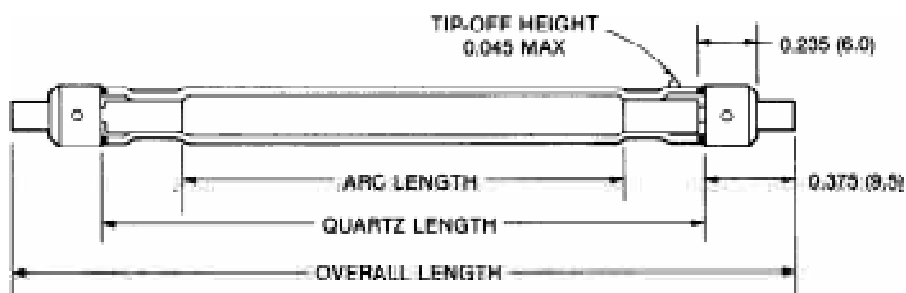
Flash lanparek igortzen duten energia kondentsadore batetan metatu ohi da eta honen deskargarekin aktibatzen dira. Kondentsadoreak metatzen duen energia elektrikoa izango da lanparek energia optikotan bihurtzen dutena, materialearen ponpaketarako. Gure kasuan **20J-tik 60J**-rako energia aukeratu dugu pulsu bakoitzerako. Laser hauen etekin tipikoa kontutan hartuta (%1) laser argiaren 200 eta 600 mJ-ingurutako energia lortzea espero da.

Aukeratu dugun lanpara hau da: **EG&G**-konpainiaren **4FX-2** modeloa [6]

Lanpara hau zilindrikoa da eta ondoko neurriak ditu:

Barne-diametroa: 4 mm

Elektrodoen arteko luzera: 5.1 cm



3.2 Irudia

EG&G-ren 4FX-2 lanpara lineala [6].

EG&G-ren 4FX-2-aren tentsio tartea hau da:

$$V_{\min} = 500 \text{ V}$$

$$V_{\max} = 1750 \text{ V}$$

Ponpaketa hobiaren diseinuagatik honelako lanpara **bi** erabiliko ditugu, **seriean** konektatuta. (lanpara biak paraleloki kokatuko ditugu eta ponpatuko den materialearen ziria, beraien artean eta paraleloki. Honela ponpaketa efizienteagoa izatea espero dugu. (ikus 3.4.- atala: Ponpaketa-Hobia)

Kontutan izan behar da lanparen fabrikanteak emandako balio mugatzaileen artean Kuartzozko hormek ez dutela 15 W/cm^2 baino gehiago jasaten ez baditugu hozten.

Kuartzozko hormen azalera totala honakoa da:

$$S = 2\pi r l = 2 \cdot \pi \cdot 0.2 \cdot 5.1 = 6.4 \text{ cm}^2.$$

Beraz, lanpara horien hormak jasaten duen potentzia máximoa hozketa barik, honakoa da:

$$P_{in\ max} = 15\ W/cm^2 \cdot 6.4\ cm^2 = 96\ W \quad \text{bakoitzak.}$$

Biren artean bikoitza izango da: **Pmax = 192 W**

Hozketa barik, eta energia maximoaz (60 J/pultso) lanparen hormek ez dute jasango 4 pultso/segundo -ko maiztasuna. Badaezpada Energia maximoaz ez dugu 2 edo 3 pultso/seg-tako maiztasuna gainditu behar.

lanparen fabrikanteak emandako balio beste mugatzaile bat zera da: lanparen **leherketarako energia:**

$$E_{ex} = K \cdot d \cdot l \cdot \sqrt{t_{1/3}}$$

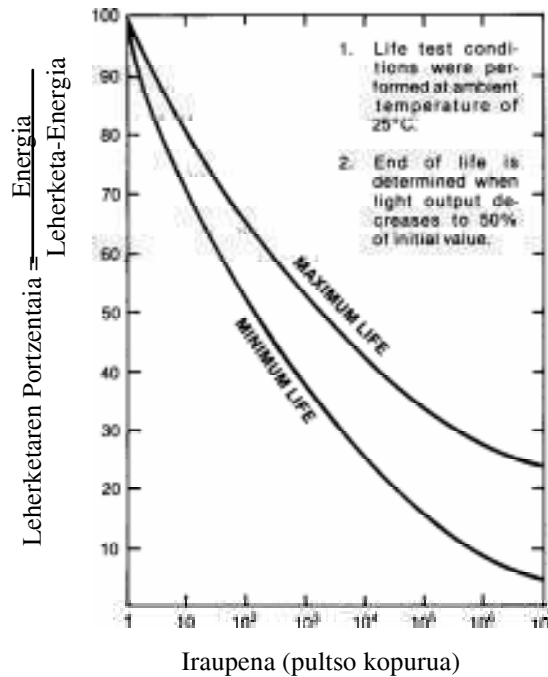
Geure lanparan: K= 90 (konstante), d= 4 mm (lanpararen diámetroa), l= 2 hazbete (luzera) , $t_{1/3} > 0.1\ ms$: deskarga pultsuaren iraupena, maximoaren 1/3 -an neurtua. Ikus bedi 3.2.3 atala: deskarga-pultsua.

$$\text{Beraz: } E_{ex} > 90 \cdot 4 \cdot 2 \cdot 0.32 = 227.68\ \text{Joule.}$$

Ezaugarri hau lanpararen erabilera gogorra al ahula den kalkulatzeko erabiltzen da: (E_{in}/E_{ex}) parametroa %15 baino handiagoa bada, hau da normalean erabiltzen den energia leherketarakoaren %15 baino handiagoa bada lanpararen erabilera gogorra da, eta %15 baino txikiagoa bada, erabilera ahula.

Lanpararen biziraupena, eman ditzaken pultsu kopuru totalaz ematen da: Erabilera gogorrean, biziraupena laburragoa izango da eta erabilera ahulean, luzeagoa.

Fabrikanteak [6] lanparen biziraupen-kurbak ematen ditu, erabilera gogorrerako: $(N < 10^7)$ pultsu)



3.3 Irudia

Lanparen iraupena, egoera gogorrerako[6].

Lanpararen biziraupena (N : pultso kopurua) E_{in}/E_{ex} .erlazioaren menpe.

Eta erabilpen ahulerako ($N > 10^7$ pultso) fabrikanteak ondorengo erlazioa ematen du

$$N = \left[\frac{E_{in}}{E_{ex}} \right]^{-8.5} \quad N > 10^7, \text{ hau da, baldin eta } E_{in}/E_{ex} < 0.15 \quad (\text{edo } 15\%)$$

Zenbat eta txikiagoa izan lanparen **erabilerako energia** beren **leherketarako energiarekiko** luzeagoa izango da beraien biziraupena. Gainera zenbat eta luzeagoa izan beren deskargaren iraupena, handiagoa izango da euren leherketarako energia eta beraz euren iraupena.

Gure prototipoan eta kasurik txarrean:

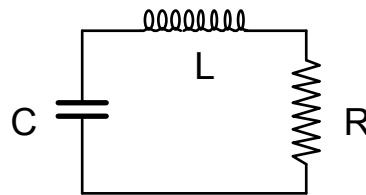
$$E_{in-max} = 60 \text{ J} \quad (30 \text{ J lanpara bakoitzak})$$

Eta beraz $(E_{in-max}/E_{ex}) < (30/227.68) = 0.13 = 13\%$ Erabilera ahula.

hortaz **$N > 10^8$ disparo.**

3.2.3.- Deskarga-pultsua:

Kondentsadore baten deskarga erresistentzi batetan zehar oso arazo ezaguna da; Erresistentzia hori oso txikia bada, flash lanparetan gertatzen den bezala, bobina bat ipintzen da korrontearen hasierako gailurra mugatzeko eta deskargaren iraupena erregulatzeko.



3.4 Irudia

Kondentsadore baten deskarga-zirkuitua erresistentzia batetan zehar (intensitatearen hasierako gailurra eta deskargaren iraupena erregulatzeko, bobina tartekatzen da)

Arazo hau aztertzean, kondentsadorearen deskargarako oszilazio indargetuen ekuaziora iritsiko gara:

$$\ddot{q} + \frac{R}{L} \dot{q} + \frac{1}{LC} q = 0 \quad \text{koefiziente konstantedun bigarren ordenako ekuazioa,}$$

eta hasierako baldintzak: $q(0)=Q_0$ y $\dot{q}(0)=0$

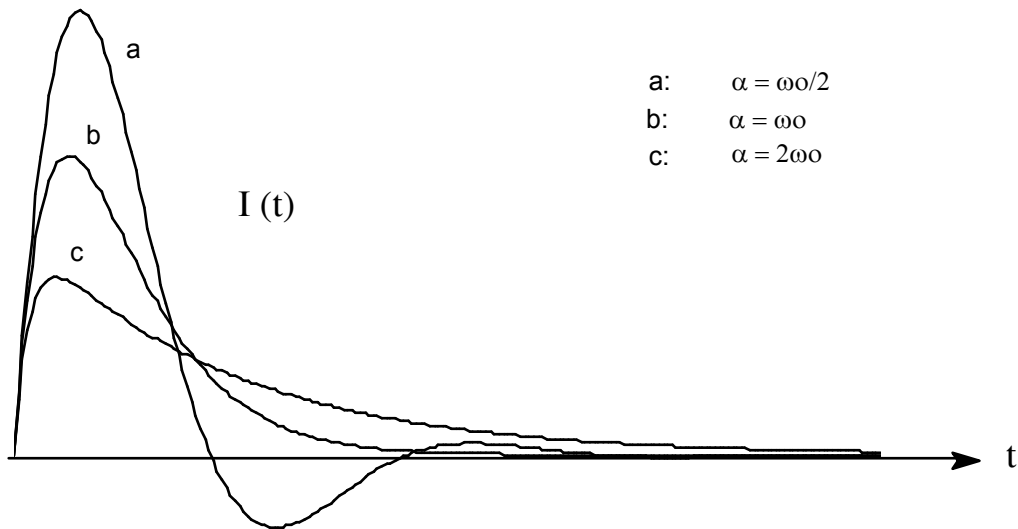
Parametro batzuk erabilia arazoa erraztu egiten da:

$\alpha = R/2L$, indargetze koefizientea eta

$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ erresonantziaren frekuentzia angeluarra,

R, L eta C -ren balioen arabera hiru portaera ezberdin gerta daitezke:

- a) $\alpha < \omega_0 \Rightarrow$ Motelki indargetua: $R < 2 \sqrt{L/C}$
- b) $\alpha = \omega_0 \Rightarrow$ Kritikoki indargetua; $R = 2 \sqrt{L/C}$
- c) $\alpha > \omega_0 \Rightarrow$ Gainindargetua; $R > 2 \sqrt{L/C}$



3.5 Irudia

Intentsitatearen eboluzioa denboran zehar egoera ezberdinetan:
 a) Motelki indargetua, b) Kritikoki indargetua, c) Gainindargetua.

Errealitatean, Xenonezko lanparak ez dute erresistentzia konstantea. Euren erresistentzia, intentsitatearen erro karratuaren alderantziz proportzionaltzat har daiteke [3,4]:

$$R(I) = \frac{K_0}{\sqrt{I}}$$

Ekuazio honetan, K_0 inpedantzia parametroa da, lanpararen fabrikazio parametroetatik (presioa, luzera, diametroa, gasaren izaera...) kalkulatu dena. Xenonezko lanparentzat:

$$K_0 = 1.28 \frac{1}{d} \left[\frac{P}{450} \right]^{0.2}$$

Eta bereziki 4FX-2-arentzat: $K_0 = 16.3$

Kondentsadorearen deskarga aztertzeko, baina honelako erresistentzi batetan zehar, ondoko ekuazio diferentzialera iritsiko gara:

$$I + \frac{K_0}{\sqrt{I} \cdot L} I + \frac{1}{LC} I = 0$$

Bigarren ordenako ekuazio diferentziala, baina koefiziente ez-konstanteduna, beraz beronen ebazpenak konplikazio handiak ditu. Hemen ez dut azalduko nola ebazten den baina [3,4] artikuluetan bere ebazpenerako egiten diren hurbilketa logikoak aztertzen dira, eta nik ondorioak eta emaitzak erabili egingo ditut.

Pultsurik egokiena indargetze kritikoarena da, ez duelako alderantzizko korronterik, eta baldintza honekin, bere intentsitatearen gailurra máximoa da eta energia guztia ahalik eta denbora laburrenean askatzen delako.

Indargetze kritikorako α -ren ohizko balioa 0.8 da.

Baldin eta $\alpha < 0.7$ bada, egoera oszilatarioa adierazten du, eta lanparentzat kaltegarria da. Egoera gain-indargetuan kokatzea da egokiena, baina egoera kritikotik hurbil.

$$\alpha^4 = \frac{CK_0^4}{V_0^2 \cdot L}$$

Indargetze koefizientea ondoko erlazioaz kalkulatzen da [6]:

Honetan, zera ikus daiteke: zenbat eta handiagoak izan induktantzia eta tentsioa gero eta oszilakorragoa da deskargako korrontearen portaera (α txikiagoa).

Deskargaren iraupena ondoko erlaziotik kalkulatzen da: $T = \sqrt{L \cdot C}$

T : pultsuaren iraupenaren herena (segundotan)

Pultsuaren iraupen totala beraz, $3 \cdot \sqrt{L \cdot C}$ gailurretik %10-ean neurtua.

Erlazio honek adierazten duenez, zenbat eta handiagoa izan induktantzia, deskargaren iraupena handiagoa izango da.

Fabrikanteak ematen duen eta kontutan hartu beharreko beste balio mugatzaile bat lanparentako korronte máximoa da: Gure kasurako $I_{\max} = 500$ A; Baina:

$$I_{\text{peak}} = \frac{V_0}{2Z_0} ; \quad \text{non } Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}}$$

Zenbat eta handiagoa izan induktantzia, korronte máximoa txikiagoa da.

Kondentsadorearen kapazitatea aukeratzeko bakar bakarrik kontutan hartu behar da lanparentzat metatuko dugun energia, 20 eta 60 J artean, eta lanparen erabilerako tentsioa 1000 eta 1700 Volta artean (500 eta 850 Volta bakoitzak).

$$E_{\text{in}} = \frac{1}{2} C V_0^2 \quad C = \frac{2 \cdot E_{\text{in}}}{V_0^2}$$

$$C_{\text{min}} = \frac{2 \cdot E_{\text{in min}}}{V_{0\text{max}}^2} = \frac{2 \cdot 20}{1700^2} = 13.8 \mu\text{F}$$

$$C_{\max} = \frac{2 \cdot E_{\text{in max}}}{V_{\text{omin}}^2} = \frac{2 \cdot 60}{1000^2} = 120 \mu\text{F}$$

Aukeratu dugun Kondentsadorea **40 μF** -takoa da eta $V_{\max} = 2000 \text{ V}$ CONDENSER PRODUCTS konpainiakoa.

Bobinaren autoindukzioa aukeratzeko parametro gehiago izan behar ditugu kontutan:

Kondentsadorearen tentsioa, V_0 , deskarga-zirkuituaren indargetze koefizientea, α , korrante maximoa, I_{peak} , eta deskarga-pultsuaren iraupena, T .

Alde batetik, L txikiegia ez da komeni intentsitatearen gailurra ez dadin handiegia izan.

Bestetik, L handiegia ez da interesatzen deskarga ez dadin oszilakorra izan.

Kalkula dezagun:

a) Autoinduktantziaren balio minimoa, kasurik txarrean ere (1700 V) ez dadin 500 Amperetako korrante maximoa gainditu.

$$I_{\text{peak}} = \frac{V_0}{2} \sqrt{\frac{C}{L}} \quad ; \quad \text{Eta hortik: } L = \frac{1700^2 \times 40 \times 10^{-6}}{4 \times 500^2} = 115.6 \mu\text{H}$$

$L \geq 116 \mu\text{H}$ gure tentsio-tarte osoan ez dadin izan $I_{\text{peak}} \geq 500 \text{ A}$.

b) Autoinduktantziaren balio maximoa, kasurik txarrean ere (1700 V) ez dadin deskarga oszilakorra izan ($\alpha > 0.8$).

$$\alpha^4 = \frac{C K_0^4}{V_0^2 L} \quad ; \quad \text{Eta hortik: } L = \frac{40 \times 10^{-6} \times (2 \times 16.3)^4}{1700^2 \times 0.8^4} = 38 \mu\text{H}$$

$L \leq 38 \mu\text{H}$ gure tentsio-tarte osoan ez dadin deskarga oszilakorra izan ($\alpha > 0.8$)

Ikusten denez, ez da posible baldintza biak betetzea tentsio-tarte osoan, batez ere tentsio handitan.

Beraz, autoindukzioaren balioa aukeratzeko konpromisozko egoeran gaude; alde batetik, ez zaigu interesatzen txikiegia izatea intentsitate maximoa ez gainditzeko, eta bestetik ez zaigu interesatzen handiegia izatea bestela deskarga oszilakorra izango delako.

Taula batetan parekatu ditugu parametro guzti horien balioak: autoindukzioaren eta

tentsioaren balioak aldatuz (10 eta 200 μ H-tako tartean autoindukziorako, eta 1 eta 1.7 KV-tako tartean tentsiorako). α , I_{peak} eta T-ren balioak kalkulatu dira konbinazio guztietarako:

L(μ H)	10	10	50	50	100	100	200	200
V (KV)	1	1.7	1	1.7	1	1.7	1	1.7
α	1.46	1.12	0.97	0.75	0.82	0.63	0.69	0.52
I_{peak} (A)	1000	1700	447	760	316	537	224	380
T (μ s)	60	60	134	134	190	190	268	268

Bobina bi probatuko dira: **50 μ H** ingurukoa eta **100 μ H** ingurukoa, gutxien gainditzen dituztelako ezarritako baldintzak.

50 μ H baino autoindukzio txikiagoak, intentsitate maximo handiegiak sortzen dituzte, eta 100 μ H baino autoindukzio handiagoak, deskarga oszilakorregia dakarte.

Aukeratu ditugun autoindukzio hauekin tentsio minimoan (1000V) ez dira ezarritako baldintzak gainditzen, bakarrik tentsio maximoan gainditzen dira. Erraz kalkula daitekeenez 1300 Volta baino tentsio handiagoekin ezinezkoa da baldintza biak batera asetzea ($\alpha > 0.8$ eta $I_{peak} < 500$ A), beraz, bietako bat gainditu beharko da.

Intentsitate maximoaren baldintza gainditu ezker fabrikanteak zera esaten du: Korronte handiegiak lanparen kuartzozko geruza gehiegi erosionatzen dela, eta horrek lanparen biziraupena zertxobait laburtu egiten duela, baina ez daukala ondorio dramatiko zuzenik.

Bestalde, alderantzizko korronteak elektrodoetan kalte gogorragoak eragingo dituela uste dugu:

Katodoan Xenon ioiak jotzen dute, anodoan ordea, elektroiak, beraz, diseinuz Katodoa askoz sendagoa izan beharko da. Gainera lanparen elektrodoen polaritatea lanparetan oso ondo markatuta dator, garrantzizkoagotzat jotzen dugu.

Baldintzaren bat gainditzekotan honakoa uste dugu: intentsitate maximoarena gainditzea, oszilakortasunarena gainditzea bezain kaltegarria ez dela izango.

3.3.- ITURRI ELEKTRIKOA

Egoera solidozko laser baten pultsukako flash lanparentzako **iturri elektrikoa** diseinatu eta eraiki nahi da. Alde batetik pultsuen energia eta bestetik pultsuen maiztasuna kontrolatu nahi ditugu.

Kontrolerako tarteak honakoak dira:

- a) Ponpaketa-energia 20 eta 60 Joule. /pultsuko.
- b) Pultsuen maiztasuna: 4, 2, 1, 1/2, 1/4 Hertz eta eragin manuala.

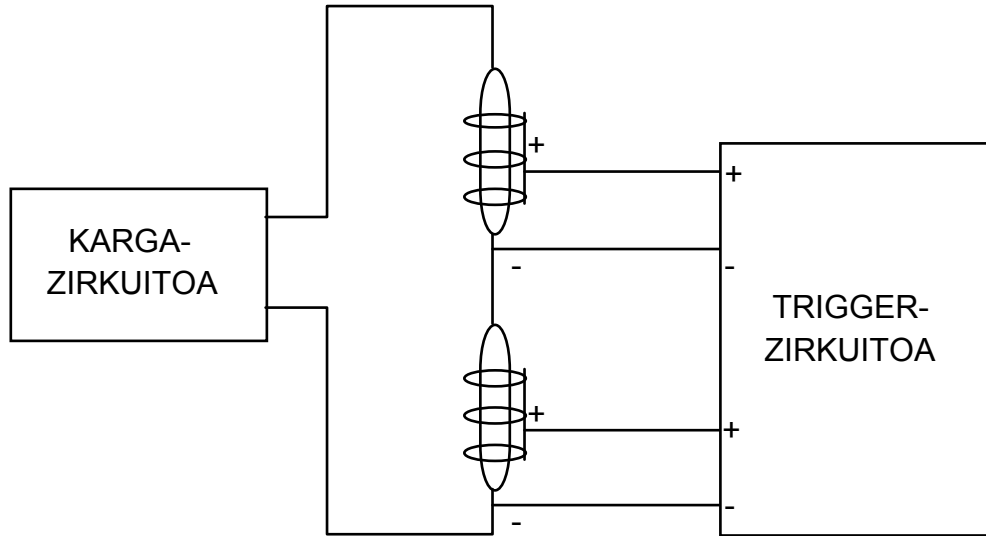
Flash lanparak elikatzen dituen iturriaren oinarrizko betebeharrak honako biak dira:

1.- Lehen, lanparek behar duten energia elektrikoaz hornitzea. Horretarako, kondentsadore bat kargatu beharra dauka, aipaturiko energia elektrikoa bertan metatzeko. Funtzio honi **karga** iritziko diogu.

2.- Bigarren funtzioa zera da: flash-lanparek, berez, ez dute korrante elektrikoa eroaten; eroaleak bihurtu daitezten, oso tentsio handia (≈ 20 KV) aplikatu behar zaie. Ondorioz, lanparen barruko gasaren atomoak ionizatu egiten dira eta, gasezko hari eroale bat sortzen da: arku voltaikoa. Arkua sortzerakoan, lanparen erresistentzia elektrikoa erabat gutxitzen da, eta deskarga nagusia gerta daiteke. Bigarren funtzio hau **trigger** izendatuko dugu.

Trigger metodo ezberdinetatik, **kanpo-triggerra** aukeratu dugu, teknikoki errazena eta merkeena delako [1,4]. Kanpo-triggerra honela eragiten da: metalezko hari mehe bat lanpararen inguruan kanpotik harilkatu, eta hain zuzen, hari mehe horretxan bitartez aplikatuko diogu oso tentsio handia, ikus irudia.

Beraz, lanparak hornitzen dituen iturri elektrikoak zati nagusi bi ditu: karga-zirkuitua eta trigger-zirkuitua.



3.6 Irudia

Iturri Elektrokoaren Oinarritzko Eskema

Bestalde, eta hobiaren edo kabitadearen egituragatik, ziria optikoki ponpatzeko flash lanpara **bi** erabiliko direla erabaki dugu. Biak seriean konektatuko ditugu sekula ez dadin bietako bat itzalita geratu.

Karga-zirkuituak kondentsadorearen kargatzea kontrolatzen du, geroago energia hori (20-tik 60 J-tara) lanpara bietan igorri dadin.

Trigger-zirkuituak, oso tentsio handiko pultsu baten bitartez, lanparen barruko gasa eroale bihurtzen du, eta une horretan, kondentsadore nagusiko energia lanparetan deskargatzen da.

Trigger pultsua lanpara bietan batera gertatu behar da, bestela ez da kondentsadorea deskargatuko.

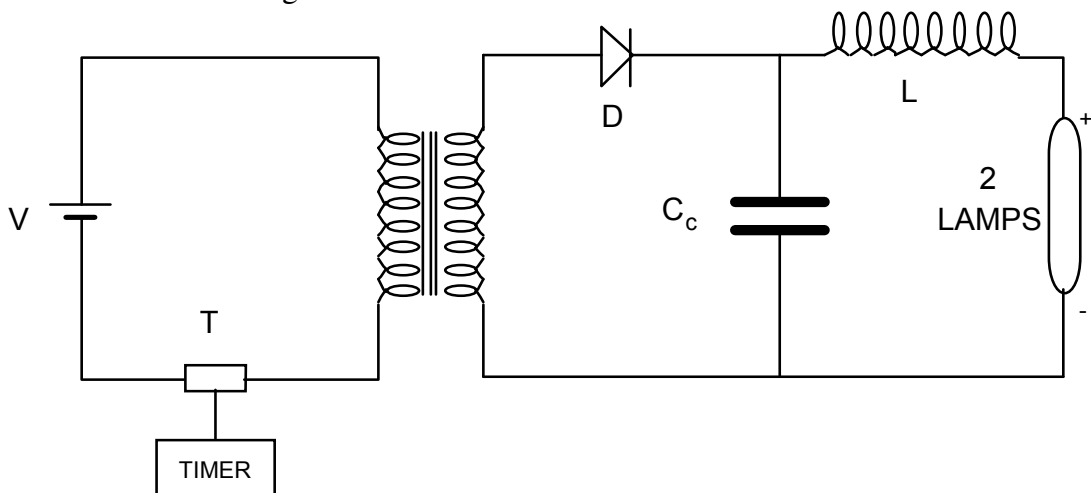
3.3.1.- KARGA-ZIRKUITUA

Karga-zirkuituaren betekizuna kondentsadore nagusia kargatzea da, energia hori lanparetan deskargatuko da, eta beraz, deskarga biren artean karga berri bat eragin behar du. Kondentsadorean metatutako energia hauxe da:

$$E_{in} = \frac{1}{2} CV^2$$

Karga-kondentsadorearen tentsioa nahikoa handia denez (1000-1700 V), ez da iturri jarrai batez kargatzen, baizik eta, tentsio horretako pultsuen bitartez kargatzen da.

Pultsuen tarte moteletan, kondentsadorea ez dadin berriro leku beretik deskargatu, diodo-zubi bat ipini behar da, atzerakako deskarga eragozteko. Pultsuak zirkuitu integratu batekin (timer edo denboralari batekin) sortzen dira eta gero tentsio handiko transformadore batekin goratu.



3.7 Irudia

Karga-Zirkuituaren oinarritzko eskema

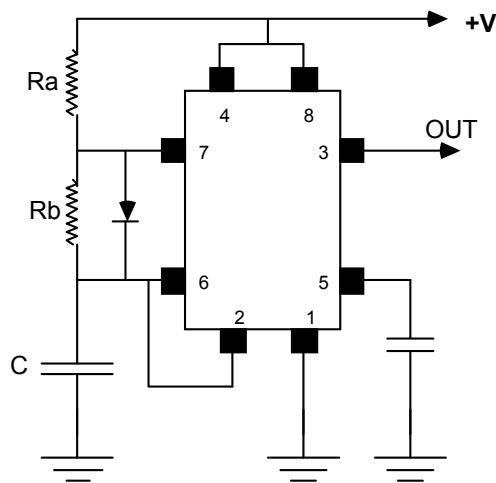
Karga zirkuituak atal hauek ditu:

- V: Tentsio jarraiko iturria $V_{DC} = 31$ V.
- Timer: Zirkuitu integratua (potentzia gutxikoa) seinale elektriko errektangeluarrak sortzen ditu.
- T: Transistore konmutadorea: transformadorearen primarioan, timerraren aginduz potentzia handiko pultsuak sortzen ditu.
- T_c : Karga-transformadorea: primarioan 31 Voltarako sekundarioan 1800 Volta sortzen ditu.
- C_c : Karga kondentsadorea.
- D: Diodo-zubia: 1800 V-ko tentsio handia aurka jasan behar du.

3.3.1.1.- KARGA-PULTSUAK

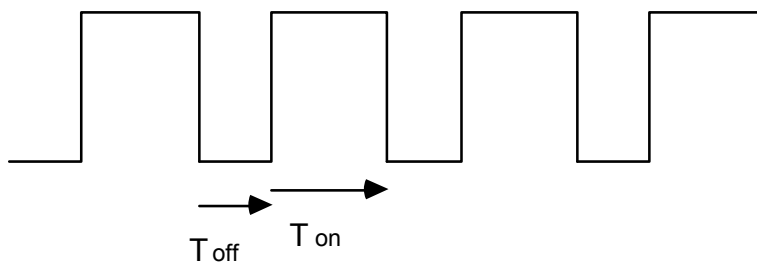
Timer edo denboralaria zirkuitu integratu harrigarria da (oso ezaguna da 555 izenarekin [5]), forma aldakorreko seinale elektriko errektangeluarrak sortzen dituelako. Berari konektatzen zaizkion erresistore bi eta kondentsadore batez seinale elektriko errektangeluarraren goi eta behe-denbora tartek kontrolatzen dira. Hain da erabilia hainbeste aplikaziotan oso popularra bihurtu dela.

Gure asmoetarako honela konektatu dugu:



3.8 Irudia
555 Tenporizadorearen konexioak

Eta modu honetan, "OUT" irteera honelako seinale elektriko da:



3.9 Irudia
555 Tenporizadorearen irteerako seinalea.

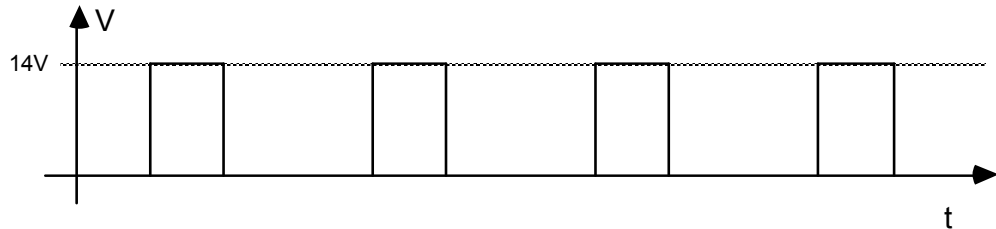
$$T_{\text{on}} = R_a \cdot C \cdot \ln 2 \quad \text{eta} \quad T_{\text{off}} = R_b \cdot C \cdot \ln 2 \quad \text{direlarik.}$$

Karga-timerrarentzat aukeratu ditugun balioak $R_a = 110 \text{ K}\Omega$, $R_b = 470 \text{ K}\Omega$ eta $C = 2.2 \text{ nF}$ dira; beraiekin seinale elektrikoaren maiztasuna 1100 Hz ingurutakoa da.

Balio hauek esperimentalki aukeratu ditugu kondentsadorearen karga-denbora eta

zirkuituaren kontsumoa kontuan hartuta. Parametro hauetan, transformadorearen harilkatuen inдукtantzia eta erresistentziak eragin handia dute eta, jakina denez, oso neurgaitzak dira [2]. Karga-pultsuen xehetasunak ondoren azalduko dira:

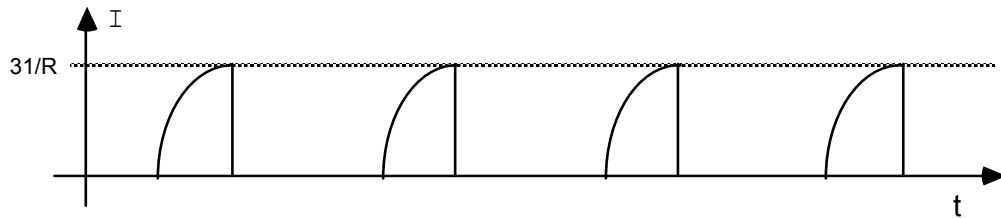
Timerraren irteerako seinalea:



3.10 Irudia

Karga timerraren irteerako seinalea.

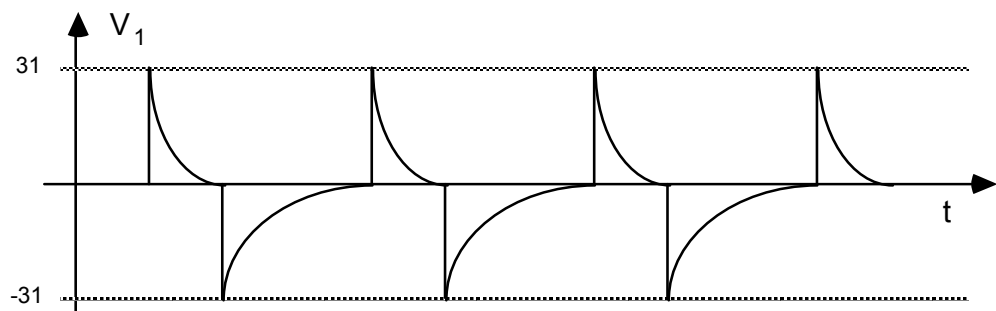
Timerrak (I) MOSFET transistore bat menderatzen du. Transistoreak transformadorearen primarioaren zirkuitua konmutatzen du. Intentsitatea ez da bat-batean hasten, esponentzialki hazten da L/R hazkunde konstantearekin. (transformadorearen autoindukzioa / zirkuituaren erresistentzia)



3.11 Irudia

Karga-Transformadorearen primarioko intentsitatea.

Beraz, transformadorearen primarioan V_1 tentsioa izango dugu, baina honelako pultsu itxurarekin:

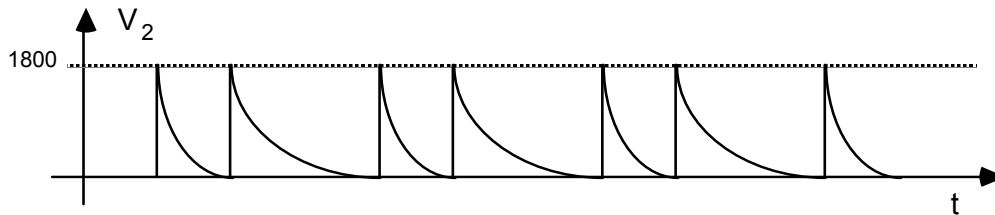


3.12 Irudia

Karga-Transformadorearen primarioko Tentsioa.

Honako pultsu hauen R/L konstantea ezin dugu kalkulu zuzen batez ezagutu, beraz esperimentalki neurtu dugu.

Transformadoreak 1:60 bira-erlazioa du eta seinale hau handitu egiten du 1800 V ingurutaraino. Pultsu hauek kargatzen dute kondentsadorea, eta diodo-zubi batez zuzenduta dagoenez:



3.13 Irudia

Karga-Kondentsadorearen muturretako Tentsioa.

Azken irudi hauetan, T_{ON} eta T_{OFF} denbora-tarteak kualitatiboak izan dira. Informazio kuantitatiboago bat izateko ondorengo kalkuluak egin behar dira:

Konmutadorea itxita dagoen tarteetan (T_{ON}) transformadorearen zirkuitu primarioko intentsitatea honelakoa da:

$$i_{ON} = (1 - e^{-Rt/L}) \cdot V_0 / R$$

eta tentsioa honelakoa da: $V_1 = V_0 e^{-Rt/L}$

Beraz, berak absorbitutako potentzia: $P_1 = V_1 \cdot i = (V_0^2/R) \cdot (e^{-Rt/L} - e^{-2Rt/L})$

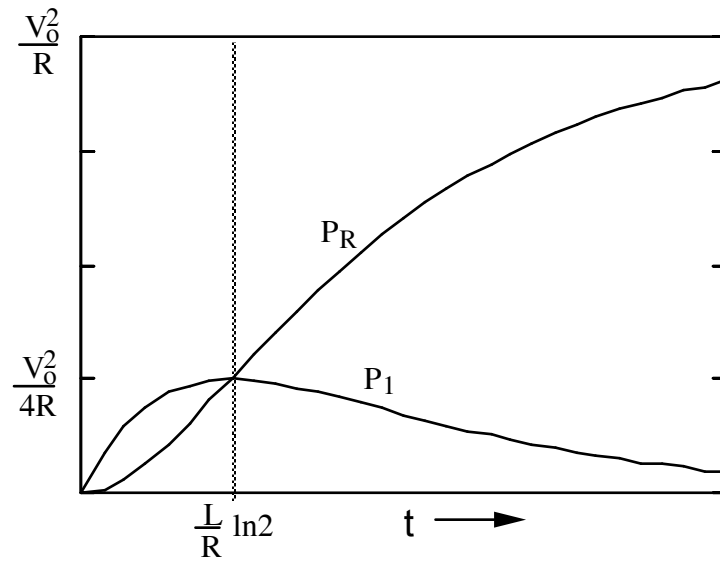
Zirkuitu horretako elementu erresistiboetan (transistorea eta harilkatuetan) tentsioa honelakoa da:

$$V_R = V_0 (1 - e^{-Rt/L})$$

Beraz, erresistentzietan disipaturiko potentzia hau da:

$$P_R = V_R \cdot i = (V_0^2/R) \cdot (1 - 2e^{-Rt/L} + e^{-2Rt/L})$$

Potentzia bi horiek grafikoki, denboraren menpe, adieraziz:



3.14 Irudia

Karga-Transformadorearen primarioak absorbitutako Potentzia (P_1) eta atal erresistiboetan disipaturiko Potentzia (P_R) denboraren menpe.

Ebakitzen direnean: $P_1 = P_R$ denbora: $t=(L/R)\cdot\ln 2$ da. Eta aldiune hori, hain zuzen ere, P_1 -en maximoarena da.

Honako hau esan daiteke: Pultsuaren hasieran, transformadoreak absorbitutako potentzia, erresistentzietan disipatutakoa baino handiagoa da, baina denbora aurrera doan neurrian, berdindu eta alderantzikatu egiten dira. Azkenean, ia potentzia guztia erresistentzietan disipatzen da eta ia ezer ere ez da absorbitzen transformadorean.

Beraz, efizientziari begiratu eta ez dadin potentzia gehiegi disipatu, pultsuaren iraupena ez da izan behar $t=(L/R)\cdot\ln 2$ baino luzeagoa. Bestela esanda, pultsua ahalik eta motzena izatea interesatzen zaigu galera disipatiboak minimoak izan daitezen.

Bestalde, pultsu bakoitzean ahalik eta energia gehien transmititzeko, eta horrela kargatzea arina izan dadin, pultsuaren iraupena irudiko P_1 pultsuarena izan beharko litzateke. Bestela esanda, P_1 -en maximotik pasatzea komeni da. Beraz, $t_{ON} = (L/R)\cdot\ln 2$ edo luzeagoa izatea komeni da.

Hortaz, kargatzearen abiadura eta efizientzia elkarren aurka doaz, eta konpromisozko egoeran gaude. Dena den (L/R) parametroaren balioa ezezaguna denez eta esperimientalki neurtu behar denez, efizientzia eta kargatze-denbora onargarrietan kokatuko gara.

Konmutadorea zabalik dagoen tartetean, (T_{OFF}) intentsitatea nulua da: $i_{OFF} = 0$. Baina transformadorearen primarioko tentsioa di/dt -ren proportzionala denez, bere balioa

denborarekin esponentzialki gutxituz doa, sekundarioak transformadorearen muineko eremu magnetikoaren energia absorbitzen duen bitartean.

Zenbat eta luzeagoa izan t_{OFF} , kargatzearen efizientzia handiagoa izango da, baina berriro ere, gehiegi luzatzen badugu, kargatzea astiroegi joango da.

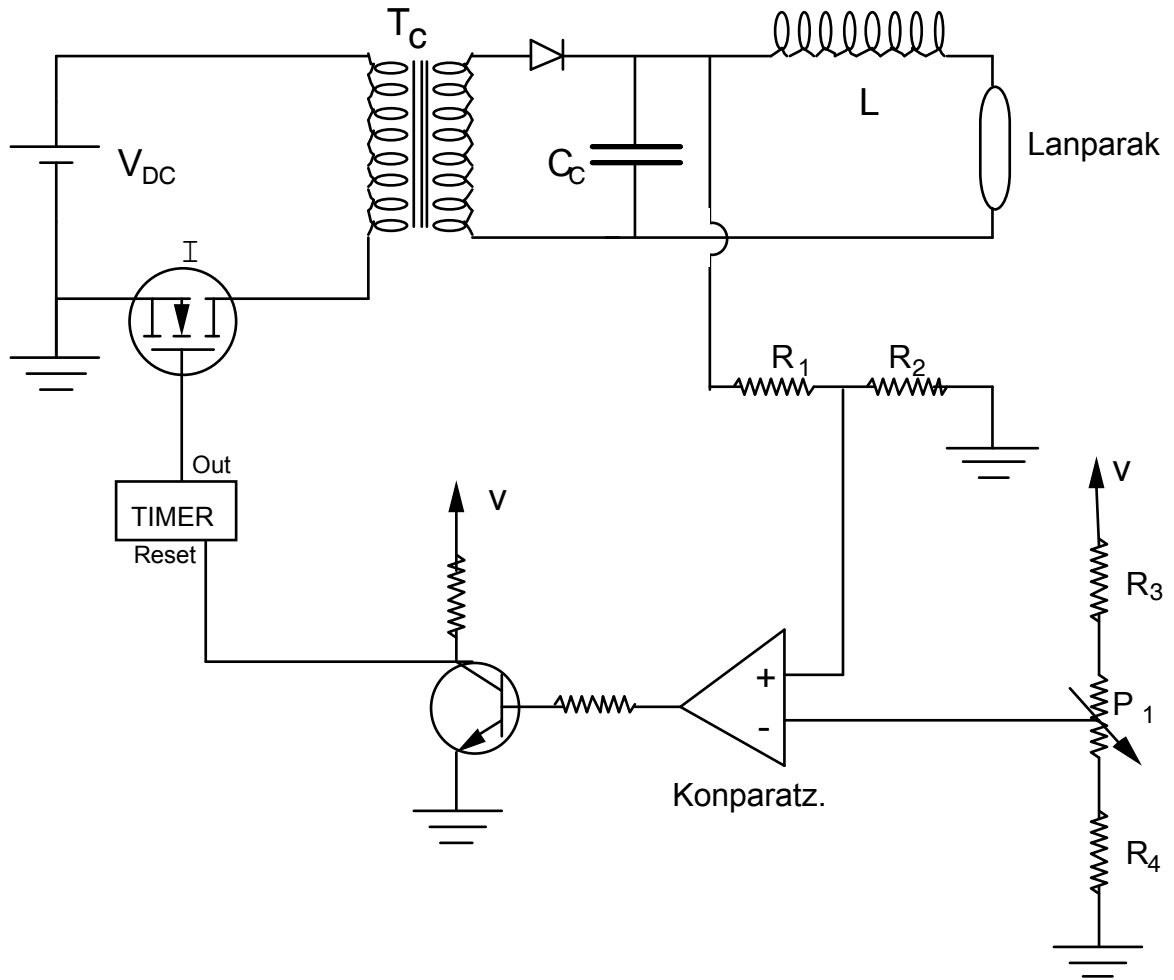
Dena den konstante hau ere, ezezaguna denez esperimentalki kalkulatu behar da. Efizientzia eta kargatze-denbora onargarrietan kokatuko gara.

Karga-timerrarentzat aukeratu ditugun balioak $R_a = 110 \text{ KW}$, $R_b = 470 \text{ KW}$ eta $C = 2.2 \text{ nF}$ dira; beraiekin seinale elektrikoaren maiztasuna 1100 Hz ingurutakoa da.

Honela, karga denbora 1000 V -taraino 0.2 segundo ingurukoa da, eta kargatzearen efizientzia ($1/3$) ingurukoa.

3.3.1.2.- Kargaren kontrol automatikoa:

Kargatze prozesua automatikoki kontrolatzen da: Alde batetik kondentsadore nagusiaren karga bera ere aukerazkoa izan daiteke ($1000\text{-}1700 \text{ Volta}$), eta bestetik kargatuta dagoenean kargatze prozesua geldiaraziko da.



3.15 Irudia

Karga-Zirkuituaren eta Kargaren Kontrol automatikoaren diagrama.

Karga-zirkuituak honako osagai nagusiak ditu:

V_{DC} : korrante jarraitako iturria.

I : Transistore konmutadorea, pultsuak sortzen dituena.

T_c : Transformadore igotzailea, kondentsadorearen V_c tentsiora igotzen duena.

C_c : Karga-kondentsadorea, berak metatzen du lanparetara bidaliko den energia.

D: Diodo-zubia, pultsuen behe-tarteetan, kondentsadorearen deskarga eragozten du.

Osagai nagusi hauetaz gain **kargaren kontrol automatikorako zirkuitua**:

Timer baten agindupean, kargatze-prozesua pultsuka egiten da, eta automatikoki geldiarazten da tentsioa borondatez ezarritako V_c baliora iristean.

Laserraren potentzia erregulatzeko, kondentsadorearen karga, hobeto esanda tentsioa, borondatez aukeratuko da. Horretarako erreferentziatzko tentsio bat ezarri behar

zaio. Erreberentziatzko tentsioa (R3, P1 eta R4) zubiaz aplikatzen da eta P1 potentziometroaz aukeratzen da.

Kondentsadorearen aldiuneko Vc karga-tentsioa erreferentziakoaz konparatzen da (konparatz.)

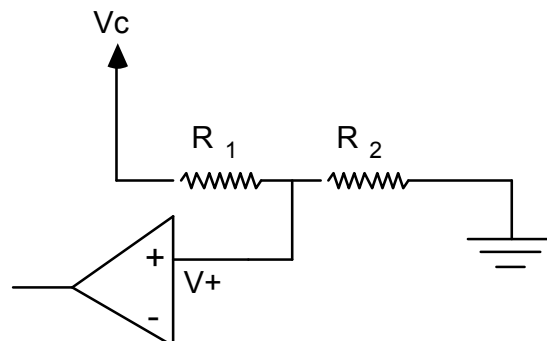
Konparatzailearen seinaleak timerra geldiarazten du kondentsadorearen tentsioak erreferentziatzkoa gainditzen duenean.

Zehazkiago azalduta **kargaren kontrol automatikorako zirkuitua** lau zatiz osatuta dago:

- Zubi Tentsio-zatitzailea** (R1 eta R2): kondentsadorearen aldiuneko tentsio handia (1000-1700 Volta) muestreatu eta faktore konstante batez zatitu egiten du, horrela tentsio hau erabilgarriagoa izango da, baina beti kondentsadorearen tentsioaren proportzionala da.
- Erreferentziatzko tentsio aldakorra**: (R3, R4 eta P1) zeharka, kondentsadorean kargatu nahi den tentsioa ezarri egiten du.
- Konparatzailea**: aurreko atal bietako tentsio biak konparatu eta, zatitzailearena erreferentziatzkoa baino handiagoa denean, seinalea ematen du.
- Transistore konmutadorea: konparatzailea eta timerra kontaktuan jartzen ditu, eta bere betebeharra konparatzailearen seinaleari laguntzea. Konparatzailea zirkuitu integratu bat da eta zirkuitu integratuek korrante txikiak emateko diseinatzen dira, ezin izaten dute potentziatzko seinalerik eman, hala eskatzen bazaie gutxiago irauten dute edo laster erretzen dira. Kontutan izan behar da transistoreak seinalea alderantzikatu egiten duela.

Timerrak lanean dirau bere 4 hanka (Reset) laneko tentsiora konektatuta dagoen bitartean, baina gelditu egiten da bere 4 hanka tentsio nulura konektatzean.

Zubi tentsio-zatitzailea:



3.16 Irudia

Karga-Kondentsadorearen Tentsio zatitzailearen diagrama.

Vc/ V+ zatidura erlazioa konstantea da eta bere balioa honakoa da:

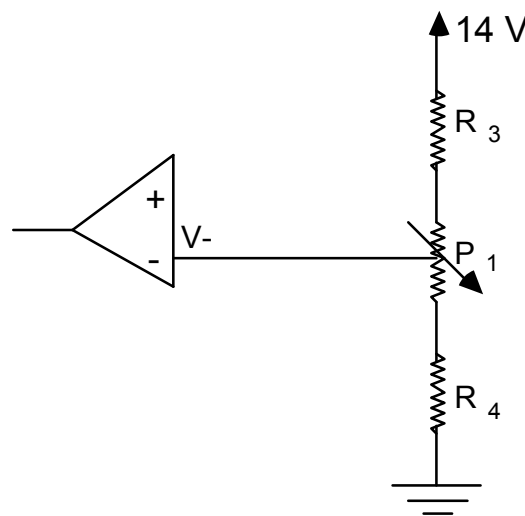
$$\frac{V_c}{V_+} = \frac{R_1 + R_2}{R_2}$$

Erresistentzia egokiak aukeratuz, konparatzailearen V_+ hankatxoan kondentsadorearen tentsioa izango dugu, baina faktore konstante batez zatitua, eta horixe da muestreo gisa erabiltzen dena:

$$V_+ = V_c/kte$$

Tentsio hau konparatzailearen sarrera positiboan sartzen da.

Erreferentziako tentsio aldakorra:



3.17 Irudia

Karga-Kondentsadorearen Tentsioa aurrezartzeko erreferentziako tentsioaren diagrama.

Irudiko V_- tentsioa, P_1 potentziometro aldakorraz erregulatu daiteke.

V_- tentsioaren balio maximo eta minimoak honakoak dira:

$$\frac{R_4}{R_4 + P_1 + R_3} \cdot 14 \leq V_- \leq \frac{R_4 + P_1}{R_4 + P_1 + R_3} \cdot 14$$

Tentsio hau konparatzailearen sarrera negatiboan sartzen da.

Konparatzailea:

Beraz, konparatzaileak kondentsadorearen tentsioa eta borondatez ezartzen dugun erreberentziako tentsioa konparatzen ditu.

Konparatzailea, amplifikadore operazional arrunt bat da eta bere portaera hau da: Seinale nulua ematen du bere V_- sarrerako seinalea V_+ sarrerakoa baino handiagoa bada.

Eta seinalea ematen du V+ V- baino handiagoa bada.

Kondentsadoreko tentsioa erreberentziazkoa baino txikiagoa den bitartean konparatzaileak seinale nulua ematen du eta beraz Timerraren Reset hankatxoaren tentsio altuan konektatuta egongo da, Transistoreak alderantzikatu egiten duelako, eta hortaz Timerra lanean egongo da. Baina kondentsadorearen tentsioak erreferentziazkoa gainditzen duenean, konparatzaileak seinale altua emango du eta hortaz Timerraren Reset hankatxoan tentsio nulua egongo da, eta beraz Timerra geldituko da eta berarekin kondentsadorearen kargatzea.

Honela kontrolatzen da automatikoki kondentsadore nagusiaren tentsioa eta bere bitartez Flash-lanparek igorritako argiaren energia.

Zirkuitu integratu guztiak elikatzeko (denak 15 Volta baino tentsio txikiagoekin dabilta) beste zirkuitu integratu berezi bat erabiliko dugu. Honen izena tentsio-erregulatzaila da, VDC = 31 V-tatik elikatzen dugu eta 14 V emateko erregulatu dugu.

Tentsio-erregulatzaila hau ez da irudian adierazi baina berak ematen du irudian agertzen den V tentsioa eta Timerra eta Konparadorea elikatzen ditu.

3.3.2.- TRIGGER ZIRKUITUA

Trigger-zirkuituaren batekizuna Xenonezko lanparen barruan arku voltaiko txikia eragitea da, horrela lanparen erresistentzia elektrikoa asko gutxitzen da eta eroale bihurtu dituenean, deskarga nagusia gertatzen da.

Lanpara eroale bihurtu dadin **oso tentsio handiko** (OTH $\approx 20\text{KV}$) pultsua aplikatu behar zaie. Xenon gasaren atomoak ionizatu egiten dira eta arku voltaiko eroalea sortzen da.

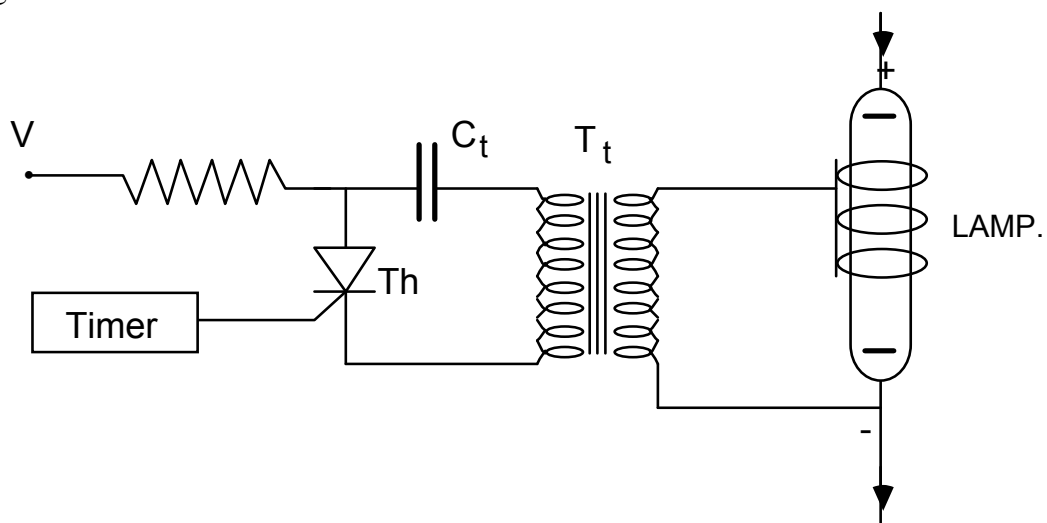
Trigger-zirkuituaren betekizuna pultsu labur hau ematea izango da, aldi ezagun batean behin.

Aldi ezagun hori, gerora, laserraren deskarga maiztasuna izango da.

Triggerrak seinalerik ez badu ematen, lanparen erresistentzia infinitua da, eta kondentsadore nagusia kargatu egiten da.

OTH pultsua aplikatzen zaienean, lanparak eroale bihurtzen dira eta kondentsadorean metatuta dagoen energia lanparetara doa, deskarga eraginez.

Trigger mota ezberdinetatik **kanpo-triggerra** aukeratu dugu, hau da, OTH pultsua lanpararen inguruan kanpotik harilkaturiko hari eroale batez ematea. Ondoko irudiak trigger zirkuitua adierazten du:



3.18 Irudia

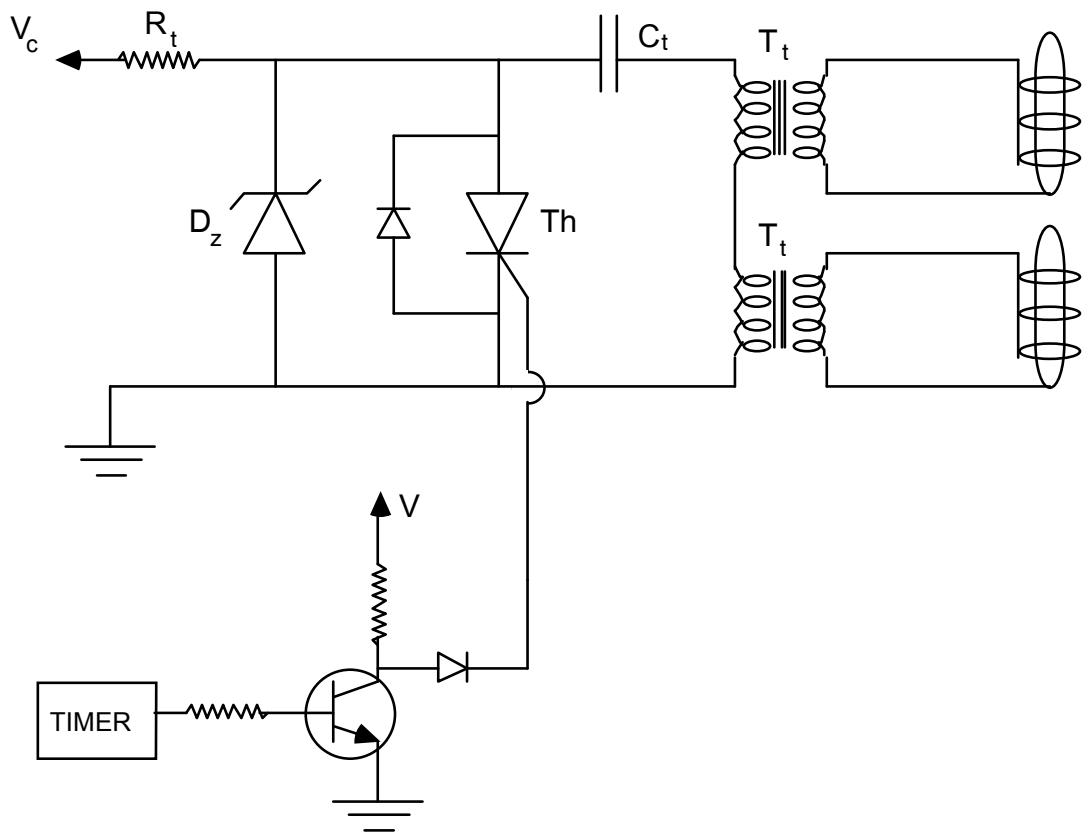
Trigger-Zirkuituaren oinarritzko diagrama.

Triggerrerako pultsua ere, kondentsadore baten deskargaren bitartez eragiten da. Kondentsadore honi Triggerreko kondentsadorea deituko diogu (Ct). Ct-ren deskarga transformadore baten primarioan gertatzen da (Transformadorearen izena Tt) eta transformadorearen sekundarioan lortuko da beharrezko den OTH pultsua. Konmutaziorako tiristore bat (Th) erabili dugu eta tiristoreari aginduak emateko beste Timer bat, Triggerreko timerra.

Zirkuitu hau elikatzeko, hau da triggerreko kondentsadorea kargatzeko (≈ 380 V) karga-kondentsadore nagusiko tentsioa erabiliko dugu ($V_c \geq 1000$ V), eta horrela ez dugu beste karga-zirkuitu bat egin behar.

Trigger-zirkuitua elikatzeko, korronea karga-kondentsadoretik hartzen da, erresistentzi batez, eta ondoren, Zener diodo batek (Dz) trigger-kondentsadoreari 380 V-raino bakarrik kargatzen uzten dio. Kondentsadore hau kargatuta geratuko da triggerreko timerraren seinaleak tiristorra ixten duen arte.

Orduan, trigger-kondentsadorearen deskarga, tiristorrean zehar eta trigger-transformadoreen primarioetan zehar gertatzen da. Transformadoreek (**200:20.000V**) sekundarioan OTH pultsua ematen dute eta lanparen inguruko harian aplikatzen da.



3.19 Irudia

Trigger-Zirkuituaren diagrama zehaztua.

Trigger zirkuituaren osagaiak honakoak dira:

C_t : Trigger-kondentsadorea, kargatuta dagoenean, OTH-ko trigger seinalerako energia metatzen dute. (ez da energia larregi)

T_t : Trigger-transformadoreak, primarioak seriean eta sekundarioak independenteak, bakoitzak lanpara batentzako OTH-ko pultsua ematen dute, eroale bihurtzeko daitezten.

T_h : tiristorra, konmutatzen duenean (ixten denean), trigger-kondentsadorearen deskarga eragiten du trigger-transformadoreen primarioetan zehar.

Trigger-timerrak, tiristorearen egoera kontrolatzen du eta beraz, lanparen deskarga. Timer honek seinalea ematen duen bakoitzean, lanparak disparatu egiten dira.

3.3.4.- ITURRI ELEKTRIKOAREN ERAIKUNTZA

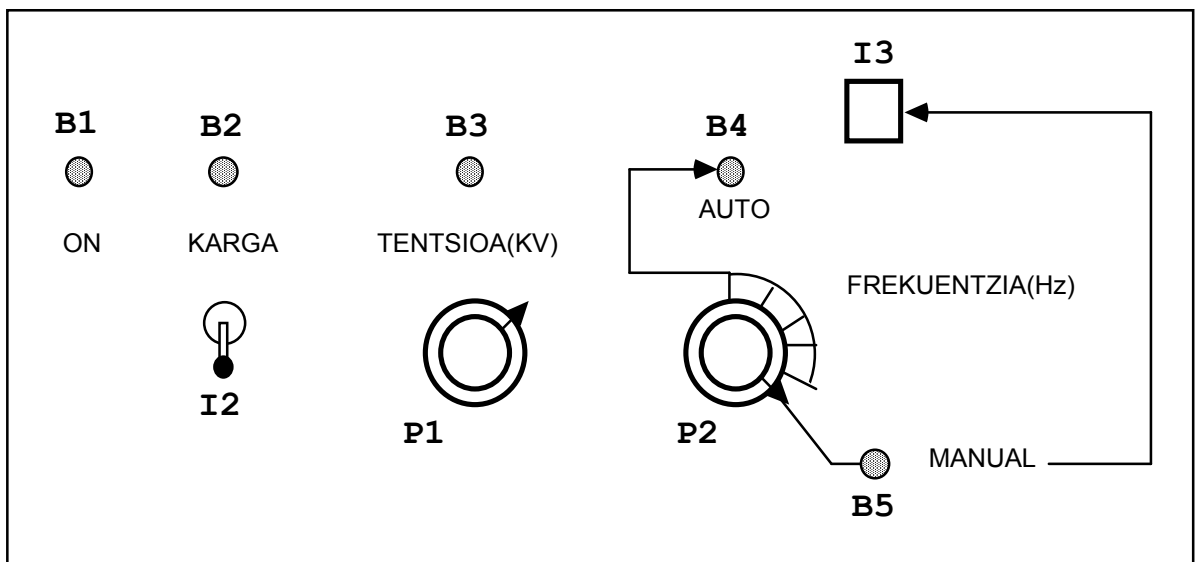
Ondoren, iturri elektrikoaren eraikuntza, bere diseinutik aparte aztertzen da. Eraikuntza prozesuan agertzen diren arazo praktiko eta xehetasun ugariak bere diseinuan ezin izaten dira kontutan hartu.

3.3.4.1.-KANPOKO AGINTEEN ERABILPENA (PANELA).

Iturriaren kanpoko manduen panela honela osotuta dago:

- Hiru interruptore I_1 , I_2 eta I_3 .
- Bost argitxo adierazle (edo LED) B_1 , B_2 , B_3 , B_4 eta B_5 .
- Potentziometro bi P_1 eta P_2 .

Ondoko irudian kanpoko manduen panela erakusten da:



3.20 Irudia
Iturri Elektrikoaren aginteak (kontrol-panela)

Interruptore nagusia, I_1 (ON/OFF) : Interruptore bikoitza da eta konektatzean korrante jarraiko iturria, erreguladorea eta haizegailua martxan jartzen ditu. Iturriaren atzekaldean dago eta konektatzerakoan B_1 argitxoak pizten da. Amatatzerakoan korrante jarraiko iturriaren kondentsadorea deskargatu egiten du.

Karga-interruptorea I₂: karga-timerra elikatzen du. Amatatuta dagoenean (beherantz) karga-kondentsadorea ez da kargatzen; piztuta dagoenean ordea (gorantz), B₂ argitxoa pizten da eta karga-kondentsadorearen kargatzea hasten da. Kargatzea amaitu denean, B₃ argitxoa ere piztu egiten da, eta honela badakigu karga-kondentsadoreak badaukala aukeratu eta ezarritako tentsioa.

Karga-interruptorea, I₂, pizterakoan karga-kondentsadorea deskargatuta baldin badago, zirriztada bat entzuten da kondentsadorea kargatzen den arte. Zarata hori karga-transformadoreak egiten du, 1100 Hz-tako pultsuak transformatzerakoan, eta horixe da entzuten dena.

Kondentsadorea kargatuta dagoenean, tik-tak bat entzuten jarraitzen da, baina hori kondentsadorearen galera ezberdin baina txikiengatik, pixka bat deskargatzen denean berriro timerrak berehala erantzuten du eta pulsu bakarren batekin berriro karga suspertzen du.

Beraz, karga zirkuituak karga-kondentsadore nagusia kargatzeaz gain, **tentsio-konstantez mantentzen du**, berez zirkuituak dituen galera txikiak konpentsatuz, noizean behin baina behar den bakoitzean pulsu bakarren batez karga suspertzen du.

Karga-kondentsadorea kargatuta dagoenean karga-interruptorea deskonektatzen badugu, logikoa denez, ezerk ere ez du tentsioa mantenduko, eta apurka apurka, zirkuituko galera txikietan zehar astiro astiro deskargatzen joango da.

Argitxo adierazleak:

B₁ : Interruptore nagusia I₁ piztuta dagoela adierazten du.

B₂ : Karga-interruptorea I₂ piztuta dagoela adierazten du.

B₃ : Karga-kondentsadorea ezarritako tentsioan kargatuta dagoela adierazten du, eta beraz, lanparetan zeharreko deskargarako prest.

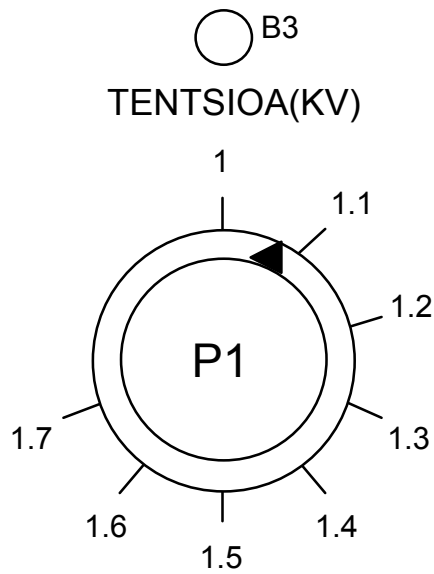
B₄ : flash lanparak automatikoki disparatuko direla adierazten du.

B₅ : flash lanparak manualki disparatuko direla adierazten du.

Argitxo guztiak, kontsumo gutxiko (≈ 2 mA) LED diodoak dira. 14 Voltaz elikatzen direnez, bakoitzari 5.6 K Ω -tako erresistentzia bana konektatu zaio seriean: $14V/5K6 = 2.5$ mA

Tentsio-kontrolerako potentziometroa (P₁=50 K Ω): deskarga nagusiaren energia erregulatzen du, 1000-tik 1700 Voltaraino.

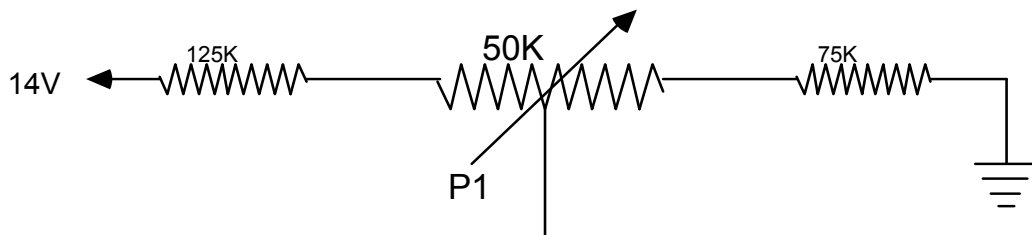
(Ikus karga zirkuitua: erreferentziazko tentsio aldakorra 3.1.1)



3.21 Irudia

Karga-Kondensadorearen Tentsioa ezartzen duen P₁ potentziometroa.

Potentziometro hau jarraia da, 0-50K Ω , eta bere barne-konexioak ondorengo irudikoak dira:

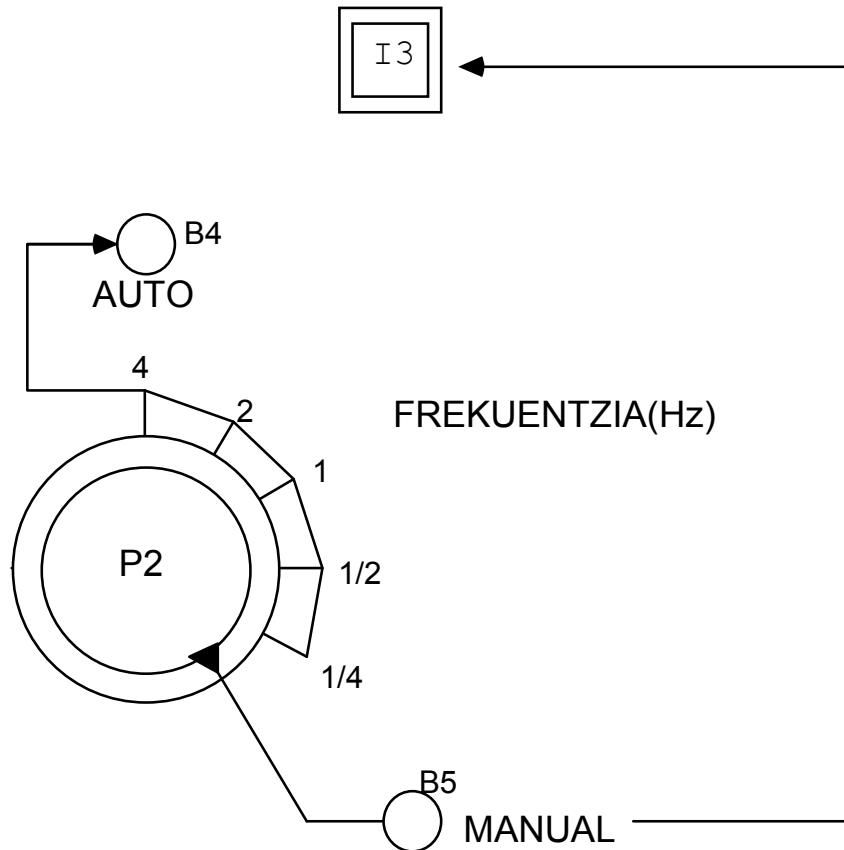


3.22 Irudia

P₁ Potentziometroaren barne-konexioak.

Iturriaren tentsio máximo eta mínimoa ondo kalibratzeko 75 K Ω eta 125 K Ω -tako erresistentzia fijoak ipini beharrean beste barne-potentziometro aldakor bi ipini dira 100 eta 220K Ω -takoak errespektiboki balio horietan kalibraturik.

Maiztasun-kontrolerako potentziometroa (P₂ potentziometro bikoitza, sei posiziotakoa): Disparatzeko modua aukeratzen du (automatikoa ala manuala) eta automatikoaren kasuan, zein maiztasunekin disparatzen den.



3.23 Irudia

P2 Potenziometroa: disparen modua eta maiztasuna aukeratzeko.

a) **disparen modua**: manuala ala automatikoa (B4 edo B5 pizten da kasu bakoitzean)

b) modu automatikoan **disparen maiztasuna** ezartzen du:

4 Hz, 2Hz, 1 Hz, 1/2 Hz y 1/4 Hz

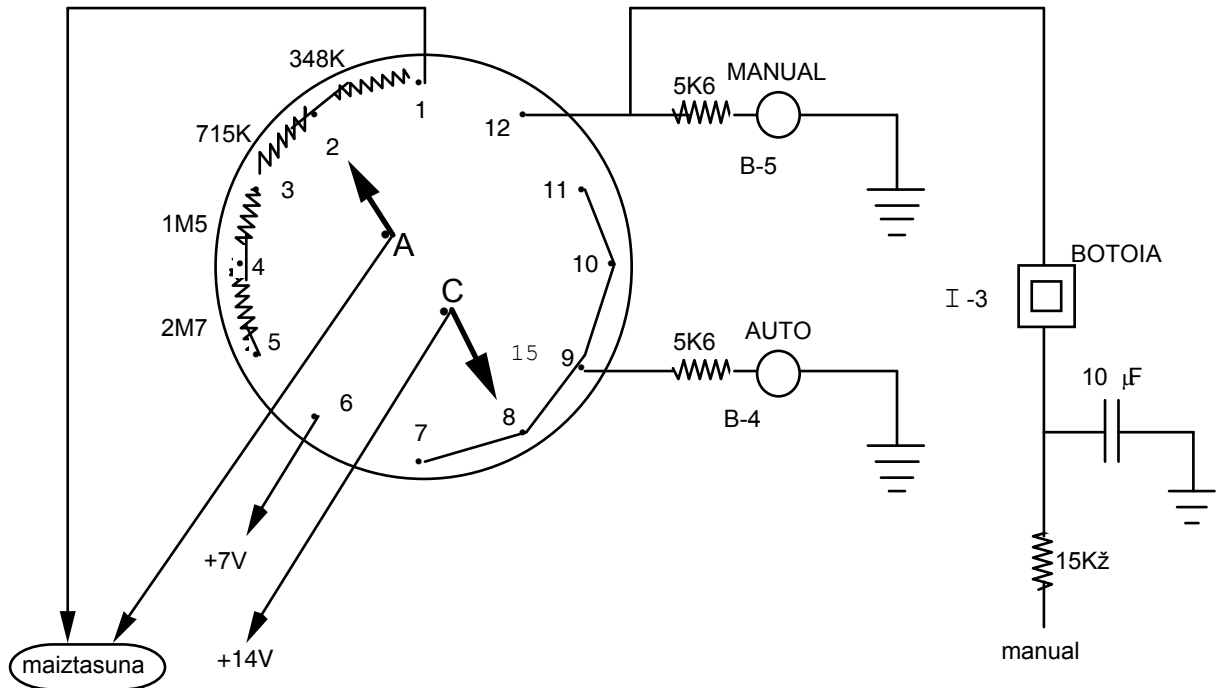
Modu manulean I3 botoia zapaltzen den guztietan disparen da.

Potenziometro honen sei posizioetatik bost modu automatikoari dagozkie.

Modu automatikoaren bost posizioak, bakoitza maiztasun ezberdin bati dagokio, beraz bost maiztasun ezberdin posible dauzkagu bakarrik. Posizio guzti horietan B4 argitxoa piztuta dago.

Seigarren posizioa modu manualari dagokio, B5 argitxoa pizten da eta I3 botoia zapaltzen dugun bakoitzean disparen da.

Ondorengo irudian P2 potenciometro bikoitzaren bame-konexioak adierazten dira:



3.24 Irudia

P2 Potentziometroaren barne-konexioak.

P2 potentziometroa bikoitza da eta sei posizioduna: Bere barne-kontaktuetatik A puntua lehenengo sei posizioetako batekin konektatzen du, eta C ondorengo sei posizioetako batekin. Beti ere posizio erespektibotan: A-1 eta C-7, A-2 eta C-8, ..., A-6 eta C-12.

A-1 etik A-5 eraino (eta C-7- tik C-11-raino) modu automatikoaren posizioak dira, eta A-6 (eta C-12) modu manualekoa.

Azken posizio honetan (manual) 7 V-tako tentsioa konektatu dugu A-n triggerreko timerrera joan dadin, modu manulean berez disparatzen zelako zenbait minuturo.

Akats hau ulertzeko Timerraren barne-egiturara jo behar dugu: dakigunez, timerrak nahi den zabaleradun seinale errektangeluarrak sortzen ditu. Seinale hau kondentsadore bat erresistentzi batetan zehar kargatuz eta beste erresistentzi batetan zehar deskargatuz egiten du. Kondentsadorea eta erresistentzi biak ez dauzka integratuta, hau da, beragandik kanpo daude. Hortaz, zenbat eta handiagoak izan erresistentzia horiek, karga eta deskarga denborak luzeagoak izango dira. Gure diseinuan, modu manualerako, timerraren kondentsadorea erresistentzi infinitu batetan zehar deskargatzen jartzen dugu (hau da erresistentzia deskonektatuz). Baina timerraren kondentsadorea, bere galerengatik, berez deskargatzen da eta balio mugatzaile batetara iristean ($1/3 V_{cc}$) pulstua ematen du eta berriro hasten da zikloa. Horregatik eta kondentsadorea mugatik gora kargatuta manten

dadin 7 V-tako tentsioa konektatzen diogu (tentsio hori 50 KW-tako barne-potentiometro batekin lortzen da).

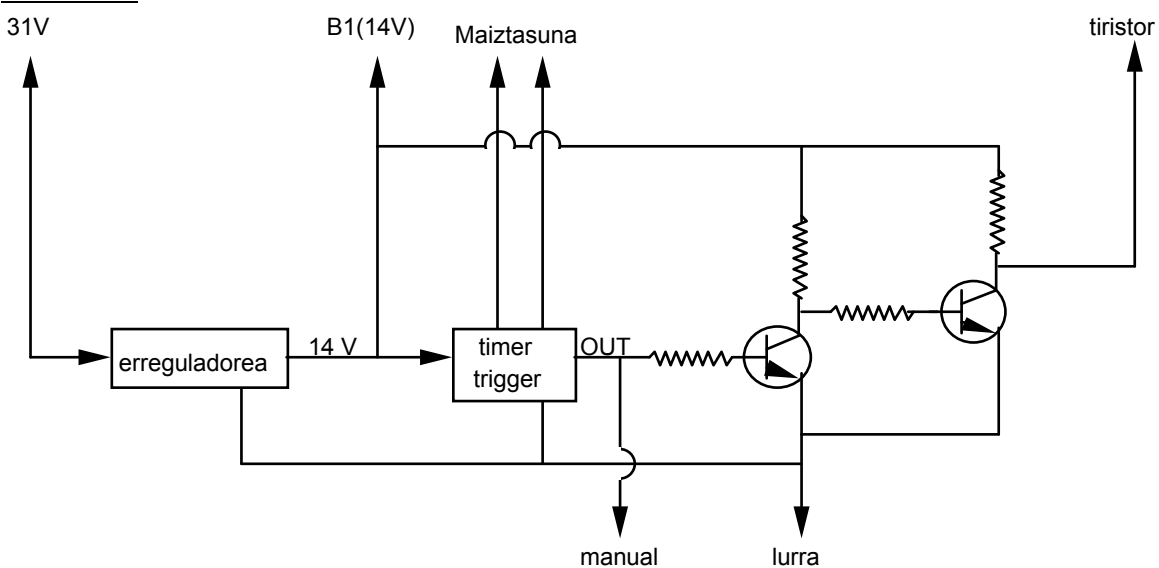
I₃ botoiak ere zarata elektrikoren bat ere sor lezake bai zapaltzean edo bai askatzean ere, eta zarata hori gutxitzeko 10 mF-tako kondentsadorea lurrera konektatzen da.

3.3.4.2.-KONTROL-ZIRKUITUAK

Zirkuitu integratu guztiak (karga-timerra, trigger-timerra, konparatzailea, eta tentsio-erregulatzailea), eta potentzia gutxiko osagai guztiak (trantsistoreak, erresistentziak, diodoak, kondentsadoreak...) plaka bitan elkartu ditugu eta kontrol-gunea osatzen dute. (plaka bakar baina handiago batetan elkartzea sendoagoa izango litzateke baina ez da hain erraza, barne-konexioak asko direlako).

Plaka hauetatik kanpo dauden beste osagaiak potentzia eta tentsio handiagoak erabiltzen dituzte, kontrol-zirkuituek ordea potentzia gutxiko seinaleen bitartez, iturri elektrikoaren osagai guztien jokabidea gobernatzen dute, beraz, gune hau iturriaren "zerebrotzat" har dezakegu.

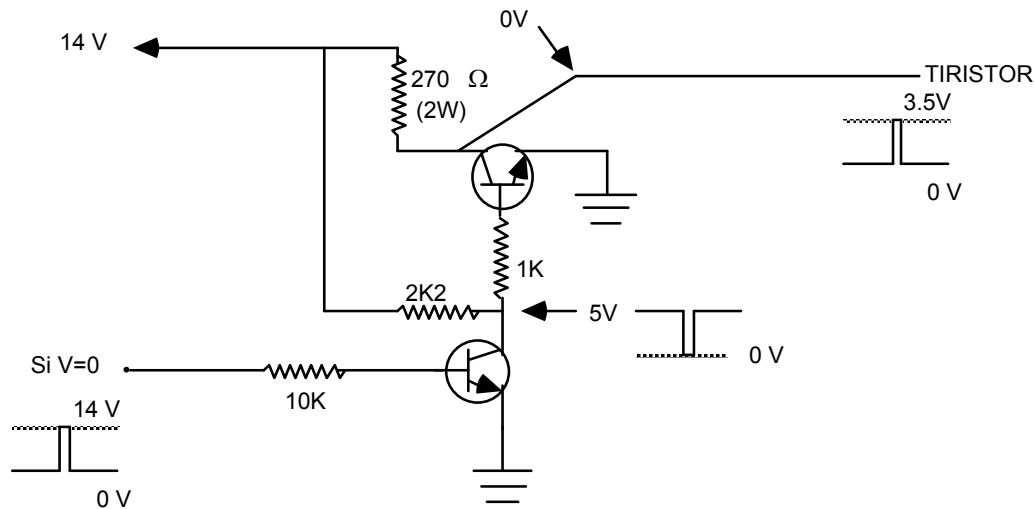
1 PLAKA:



3.25 Irudia

Kontrol-Zirkuituen 1 plakaren diagrama.

Trigger-timerraren irteerako seinalea 14 V-tako pultsu laburrak dira, baina denborarik gehienez irteera nulua ematen ari da:



3.27 Irudia

Trantsistore-etapa bikoitzaren funtzionamendua.

Egoera horretan lehen transistorea zabalik dago. Korronea 14 V-etatik 2K2 erresistentzian zehar 1K erresistentziara eta bigarren transistorearen oinarriara, beraz bigarren hau itxita dago. (kolektoreko tentsioa nulua da). Bigarren transistorea itxita dagoenez, korronea (≈ 50 mA) 270 Ω -tako erresistentzian ere pasatzen ari da. Hortaz, 270 Ω -tako erresistentzia 0.725 W inguru disipatzen ari da, eta hori nahikotxo da, beraz 2W-tako erresistentzia bat ipini da. (lehenengotan 1W-tako bat erre egin zitzaigun)

Triggerreko timerrak pultsua bidaltzen duenean, lehenengo transistorea itxi egiten da eta beraz bere kolektoreko tentsioa nulua da, horrekin bigarren transistorearen oinarriko tentsioa ere nulua da eta beraz zabaldu egiten da. Zabaltzen denean, korronte guztia 270 Ω -tako erresistentzian zehar tiristorearen atara doa.

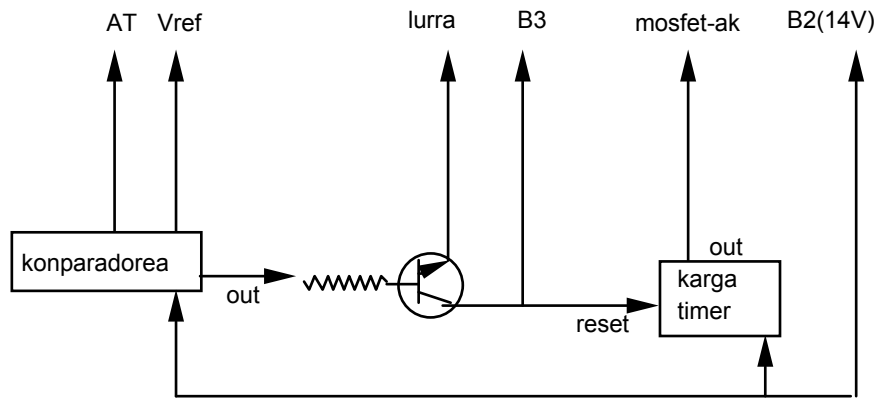
Erresistentzia guztien balioak horrelakoak hartu dira tiristorearen ezaugarriengatik:

disparatzeko tentsio minimoa: 1.5 V

ateko korronte minimoa: 25 mA

ate-anodo erresistentzia: 91 Ω

2 PLAKA



3.28 Irudia
Kontrol-Zirkuituen 2 plakaren diagrama.

Plaka honek kanpoaldearekin sei konexio ditu:

14 V DC-tako elikatze tentsioa zirkuitu guztientzat (I_2 karga interruptoretik dator)

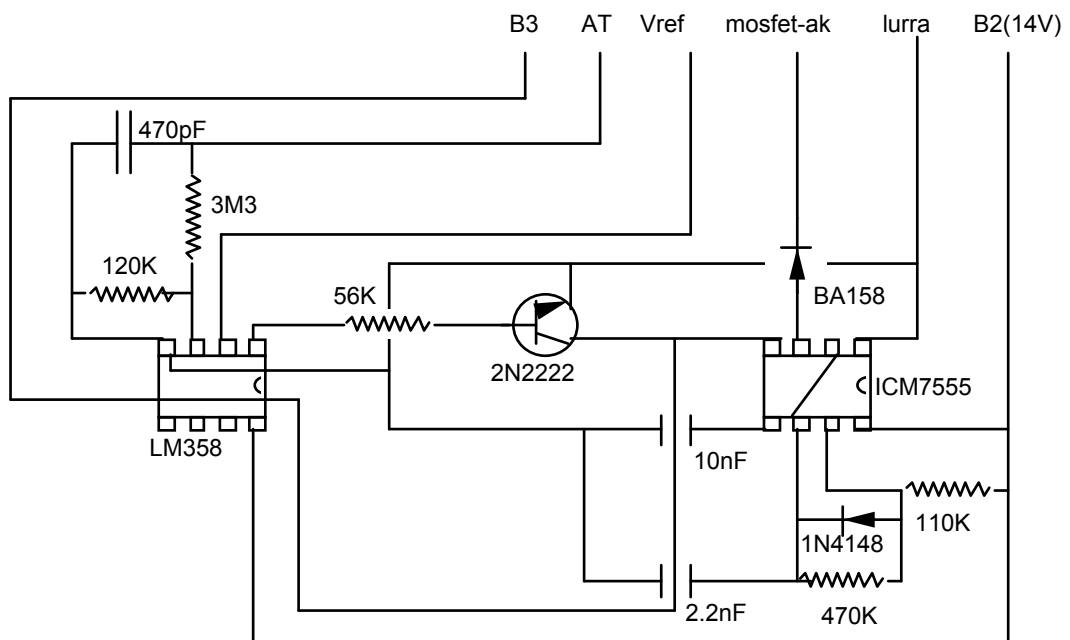
Karga-timerraren irteera Mosfet-en atera doana.

Karga-kondentsadoreko mustreoko tentsioa zubi zatizailera eta erreferentziako tentsio aldakorra, gero konparadorean sartzen direnak.

B3 argitxoaren seinalea, kargatzearen amaiera adierazten duena.

Lurreko erreferentzia

Plaka hau ondoko irudian adierazten da:



3.29 Irudia
Kontrol-Zirkuituen 2 plakaren barne-konexioak.

Plaka bietan osagaiak alde batetik eta pistak bestetik daude. Plaketako eskemak osagaien aldetik ikusita irudikatu dira. Pistak grabatzeko plakaren gainean irudikatu behar dira baina hemengo irudiak alderantzikatuz (paperaren beste aldetik kalkatuz).

Plastikozko plakak erabili ditugu. Plaka hauek alde batetik kobrezko geruza bat daukate, pistak kobreaken gainean marrazten dira rotuladore berezi batzuekin, eta horrela kobrea babestuta geratzen da. Gero, gainerako kobre geruza Kloruro Ferrikotan murgilduz erasotzen da. Prozesuaren amaieran plastikozko plakaren gainean bakarrik kobrezko pistak grabatuta geratzen dira.

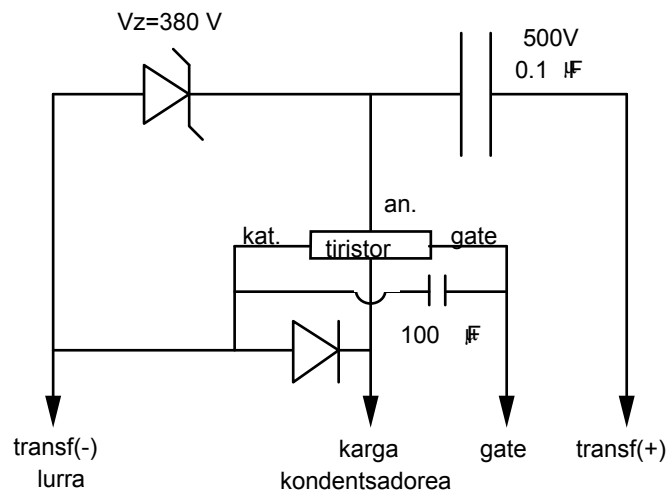
Bakarrik falta da zulotxoak egin, osagaiak ipini, eta Eztainuz itsatsi.

3.3.4.3.- TRIGGER PLAKA:

Plaka bakar batetan elkartu dira Trigger zirkuituaren ondorengo osagaiak:

- 380 V-tako Zener diodoa (130V-tako bi eta 120V-ko bat).
- 500 V eta 0.1 μF -tako kondentsadorea.
- Tiristorea: TIC126M.
- Filtro lanerako kondentsadore bat tiristorearen atean (100 μF).
- 600 V-tako Diodoa BYX-55.
- Eta plakaren atzealdetik trigger-transformadore biak: TRI180B, 200:20.000V beraien primarioak seriean daudenez, bakoitzak $380/2 = 190\text{V}$ transformatzen ditu 19KV-tan, eta hauek lanparetara doazen dira OTH-ko pultsuak. Transformadore bien sekundarioak independenteak dira.

Irudiak plaka honetako osagaien kokapena adierazten du:



3.30 Irudia
Trigger-plakaren barne-konexioak.

Zirkuitu hau karga-kondentsadoretik elikatzen denez, kalkulutxo batez zenbat disipatzen duten jakin nahi dugu:

Trigger-kondentsadorea kargatuta dagoenean loturazko erresistentziatik eta Zener diodotik dabilen korronea zera da:

$$i = (V_c - V_z) / R_{31} = (\text{kasurik txarrean}) = (1700 - 380) / 656 \times 10^3 = 2 \text{ mA}$$

-Zener diodoak disipaturiko potentzia zera da: $V_z \cdot i = 380 \cdot 2 = 760 \text{ mW}$

(hiru Zener ipini direnez, bakoitzak 260 mW inguru disipatzen du)

-eta loturazko erresistentziak disipaturikoa: $V_{R_i} = (1700-380) \cdot 2 = 2.64 \text{ W}$.

(baina 8 erresistentzia berdin seriean ipini direnez, bakoitzak 330 mW disipatzen du).

Guztira disipaturikoko potentzia: $760 \text{ mW} + 2.64 \text{ W} = 3.4 \text{ W}$.

Hau da, karga-kondentsadoreak duen galerarik handiena, baina ikusten denez, ez da larregi.

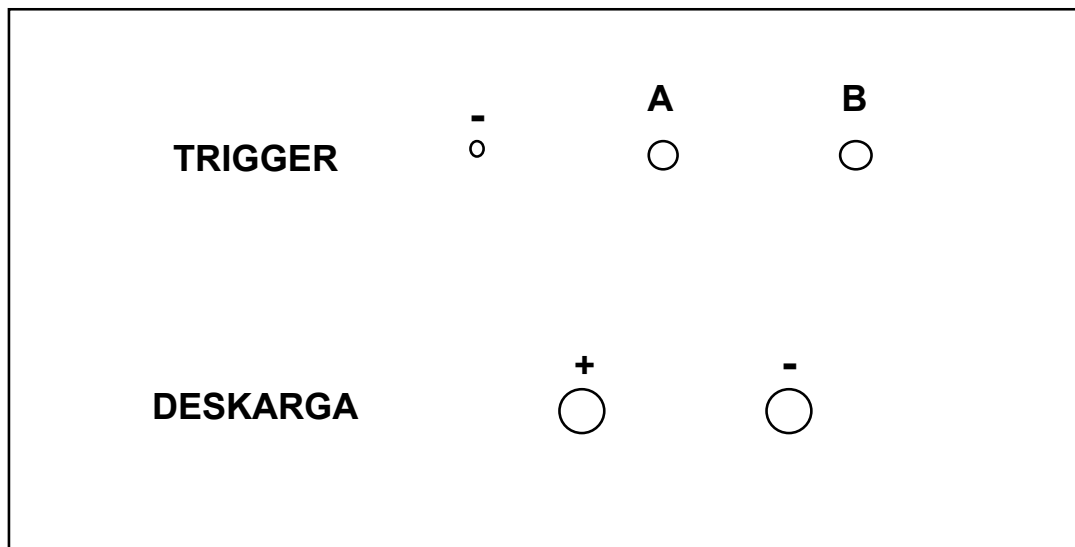
3.3.4.4.-SARRERAK/IRTEERAK:

Iturriak **sarrera** bakar bat dauka: sareko 220 V (AC). Sarrera hau iturriaren atzealdean dago.

Irteerak ordea, hiru dira, denak lanparetara doaz:

- a) Irteera bat 14 V (DC) kabitadarearen haizegailurako.
- b) **Deskarga** irteera bat flash lanpara bietara doana 1KV eta 1.7 KV bitartean, $\approx 20J$ eta $\approx 60J$, $40 \mu F$ -tako karga-kondentsadorean metatuta daudenak
- c) **trigger** irteera bi, bakoitza flash lanpara batentzat. $\approx 20 KV$ -tako pultsuak guztira $3.6 mJ$ -tako energiaz, $0.1 \mu F$ -tako trigger-kondentsadorean 380 V-tan metatuta daudenak.

Ondorengo irudiak lanparetarako irteerak adierazten ditu, Irteera hauek iturriaren eskuinaldean daude:

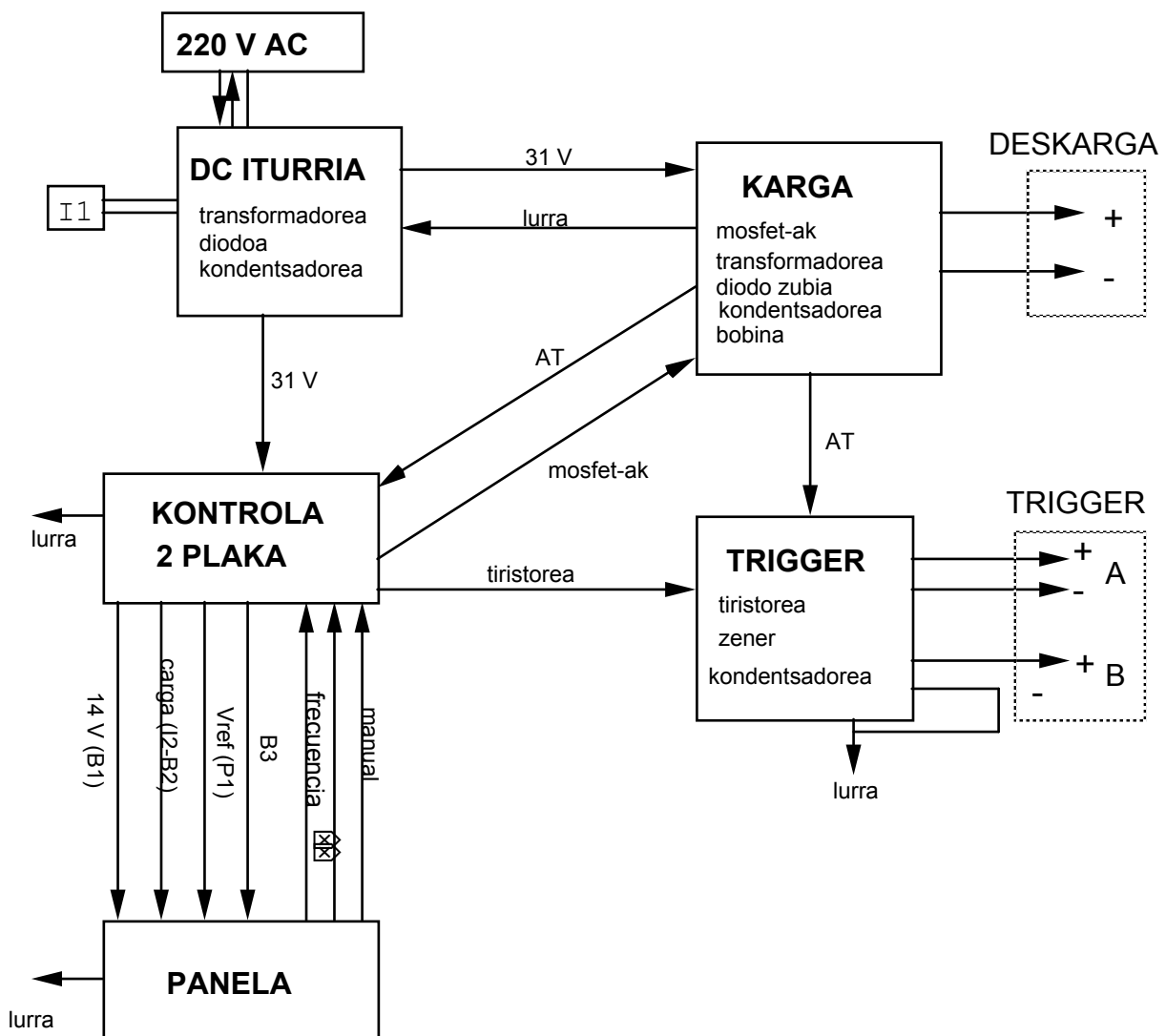


3.31 Irudia
Iturri Elektrikoaren Irteerako konexioak.

3.3.4.5.-BLOKEKAKO DIAGRAMA: ERAIKUNTZA-ESKEMA GLOBALA

Ondorengo irudian, iturri elektrikoaren bloke guztiak adierazten dira eta beraien arteko konexioak:

Eskumaldean lerro zatikatutan irteerak adierazi dira: **DESKARGA** eta **TRIGGER**.



3.32 Irudia

Iturri Elektrikoaren blokekako diagrama eta atal ezberdinen arteko konexioak

Osagaiak, bere funtzioaren arabera, lau gune ezberdinetan banandu dira:

-Sarrerako gunea:

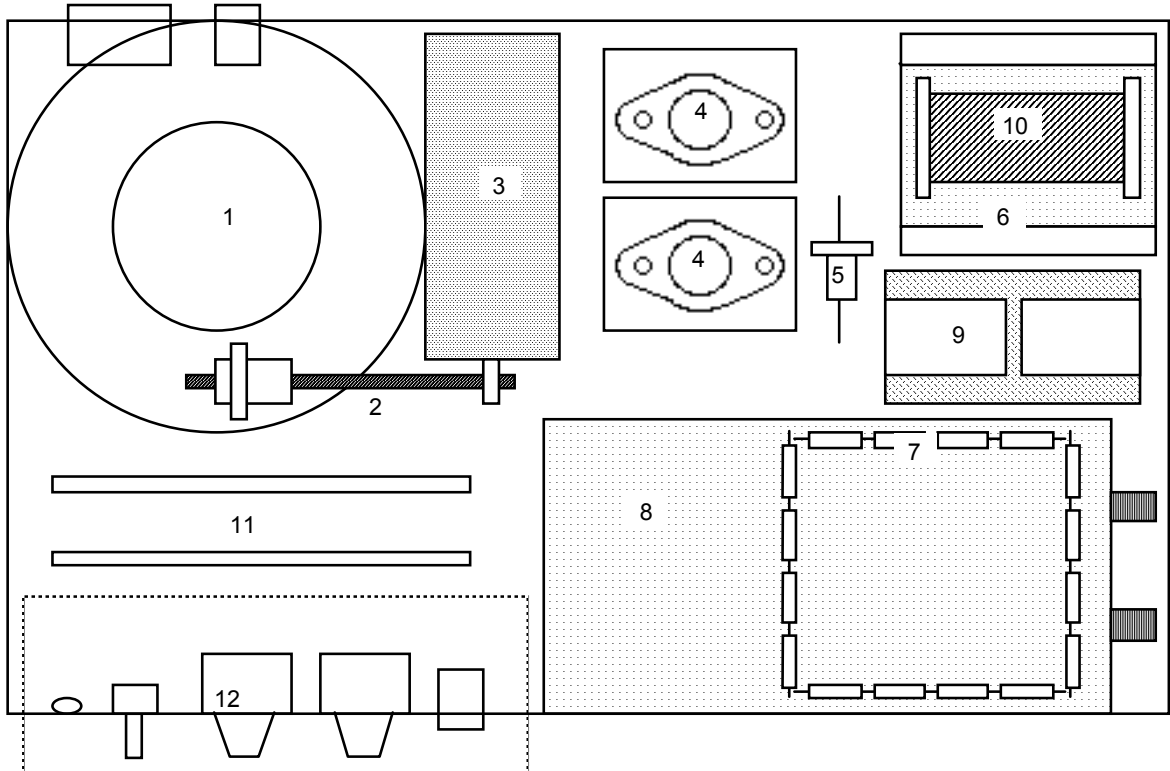
Sarrerako Transformadorea 220:22 V (330W)	1
Diodo zuzentzailea FMC-7806.....	2
Jarraitasunerako Kondentsadorea 33.000 μ F.....	3
MOSFET IRF-250 bi, erradiadoreaz.....	4
Zener ZX-62.....	5

-Tentsio handiko gunea:

Transformadore igotzailea 31:1800 V, 100W, STURTZE.....	6
Uhin osoko zubi zuzentzailea (16 diodo, bakoitza 600V-takoa).....	7
Karga-Kondentsadorea 2000 V 40 μ F (irteeratik hurbil).....	8
Trigger-Plaka.. ..	9
Deskargarako induktantzia.....	10

-Kontrol gunea (plaka bi).....11

-Aginteen panelaren gunea.....12



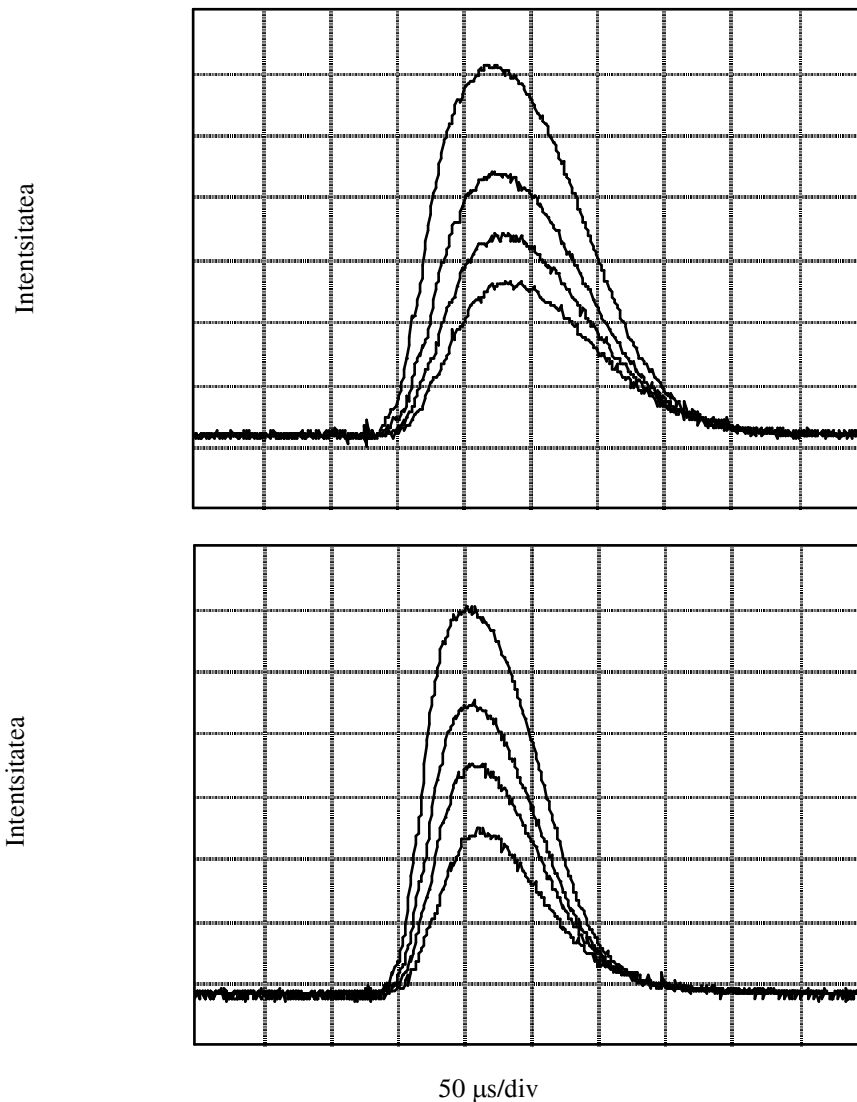
3.33 Irudia

Iturri Elektrikoaren barne-itxura: gune eta osagai bakoitzaren kokapena.

3.3.4.6.-IRTEERAKO PULTSUAK

Iturri elektrikoaren funtzionamendua aztertzeko flash lanparek emandako pultsuen familiak aurkezten dira: Pultsu hauek, karga-kondentsadorearen lau tentsio ezberdinetan lortu dira: 1.0, 1.2, 1.4 eta 1.7 KV eta probatutako indukzio bobina biek: 42 μH eta 95 μH .

Grafikak osziloscopioan erregistratu dira, eta beraz flash-lanparek igorritako intentsitatea denboraren menpe adierazten dute: 95 μH - tako bobinarekin 125 μs inguruko iraupena duten pultsuak lortzen dira eta 42 μH - tako bobinarekin 95 μs ingurukoak; iraupen hau maximoaren erdiko altueran neurtua (FWHM)



3.34 Irudia

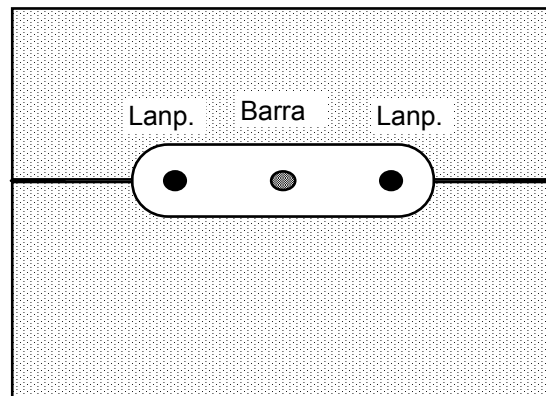
Xenonezko Lanparek igorritako pultsuak denboran zehar eta energia ezberdinekin.
(goikoa 95 μH eta behekoa 42 μH)

norabide ezegokitan islaturiko erradiazioa eta hormen absortzioa handiegia omen zen.

Aluminiozko hobiaren barne-leunketa nahiko latza zen. Letoizko hobiarekin hobetu genuen, urrezko bainu elektrolitiko emanda (2 edo 3 mikra); urrea ondo itsasten da letoitan baina ez aluminiotan. Urreztatutako hobiaren efizientzia aluminiozkoarena baino hobe zen (ia doblea) baina oraindik txiki samarra.

Ponpaketaren efizientzia hobetzeko asmoz "ispiluzko" islapenezko hobiak alde batera utzi genituen.

Plastikozko hobia egin genuen, honela kontaktu elektrikoak errazagoak eta erosoagoak dira. Hobi honetan, lanparen eta barraren lehengo euskarriak erabilia ahalik eta estuena egin genuen, hormen arteko distantziak txikienak izan zitezten. Metodo honekin barrak hormetako islapenez jasotako erradiazioa handitzen da, hormek islatzen duten erradiazioak probabilitate handiagoak dituelako barrara iristeko. Hobiaren barnealdean estaldura zuri oso islakor bat eman genion, nahiz eta islapen difuso edo barreiatzailezkoa izan. Estaldura hori Magnesio Oxidozkoa zen eta honela ematen genion: Magnesio metalikoa erretzen genuen hobiaren azpialdean, erreketan gorantz irteten diren gasak hobiaren barnealdean jaso eta itsatsita gelditzen ziren. Estaldura hau inorganikoa izan behar da zeren geruza organikoak horitu egiten baitira erradiazio ultramoreak jotzen dituenean.



3.36 Irudia

Geroago probatutako forma zilindriko minimodun hobi estua.

Ponpaketa hobi honekin berriro ere efizientzia hobetzea lortu genuen urreztatutako hobiarekiko, eta bide hau aukeratu genuen azkenean hobi definitibo berria eraikitzerakoan: hobi berria ere plastikozkoa, hormen arteko distantziak ere ahalik eta txikienak, baina batez ere lanparen eta barraren arteko distantziak ahalik eta txikienak. Metodo honekin barrak hormetako islapenez jasotako erradiazioa handitzen da, baina garrantzizkoena, lanporetatik zuzenki jasotzen duen erradiazioa ere handitu egiten da.

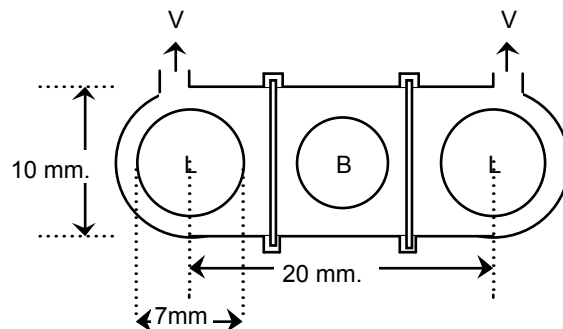
Horretarako hobi berria eta euskarri berriak egin behar izan genituen.

Azkenean hobia hain txikia eta estua izanik, hozketa sistema bat ere egin genion haizegailu elektriko txiki batez eta haizearentzako sarrera eta irteera batzuk zulatuz.

Magnesio estalkia KODAK-ek saltzen duen estalki islakor batez ordezkatu genuen zeren Magnesioa ukitzerakoan, hau da, hobia manipulatzekoan, barra edo lanparak ipini edo kentzean erori egiten baitzen.

KODAK-en estalki berri hau ere inorganikoa da eta pintzel txiki batez aplikatzen da eta lehortzen utzita sendoago geratzen da. Dena den, kontaktu gogorregi batek ere erorarazi egin dezake.

Azkenik, hobiaren barnealdean zirrikitu batzuk egin genizkion, lanparen eta barraren artean filtroak sartu ahal izateko. Materiale kristalino batzuk sentikorrek izaten dira eta flash lanparek igorritako erradiazioaren espektroaren tarte batek kalte egin diezaieke (Ultramorearekin solarizazio efektua gerta dakieke). Filtro hauekin, kasu horietan, erradiazioa filtratu eta materialeak babestu nahi dira.



3.37 Irudia

Forma zilindriko minimodun hobi estu definitiboa: L: lanparak, B: barra.
Lanparen eta barraren artean filtro planoak tartekatzen dira laginen babeserako.
Hozketa-sistemaren irteerako zuloak ere ikus daitezke (V).

Hozketarako haizegailua hobiaren gainaldean ipini da eta haizearentzako sarrerak lanparen elektrodoetatik hurbil egin dira eta irteerak hobiaren gainaldeko erdialdetik.

Hobiaren erabilpena, materiale ezberdinetarako probalekua izango denez, bere ezaugarri nagusiak hauek dira:

- a) Probatuko diren barrek neurri eta forma ezberdinak izan ditzakete. Sei milimetroko diametroa edo txikiagoa eta sei zentimetroko luzera edo txikiagoa.
- b) Barrak aldatzeko erraztasun handia du.
- c) Airezko hozketarako sistema konpaktua du.
- d) Lanparen eta barraren artean filtroak sar daitezke, materiale sentikorrek

sistema honekin barraren zeharkako forma, zirkularra zein beste edozein formatakoa izan daiteke, neurri maximoen muga gainditzen ez den bitartean (luzera 60 mm eta diametroa 6mm)

Hozketa sistema: laserraren disparoak energia handiagoeekin eta maizago egin ahal izateko hozketa sistema bat ezarri diogu .

Oso sistema konpaktua eta sinplea da. Hobiaren gainean haizegailu elektriko bat kokatu dugu eta airearentzako, sarrera-irteera batzuk zurlatu ditugu. Sarrerak, alboetatik, lanparen elektrodoetatik hurbil eta irteerak hobiaren gainaldetik.

Filtro optikoak: Kasu askotan kristalak sentikorak izan daitezke erradiazio mota konkretu batzuetara, eta filtroek lanparen erradiazio ezberdinetatik babestu dezakete aztertzen ari den materiale preziatuzko barra. Lanparen erradiazioaren espektroaren tarte bat eliminatu nahi izan ezkerro, hobiaren barruan eta lanparen eta barraren artean filtro optiko planoak sar daitezke.

Hobiaren barruan, filtroentzat zirrikitu batzuk egin ditugu, honela, filtroak sartu eta ateratzea ere oso erraz egiten da. Filtroak planoak izan behar dira, eta hobiaren barne neurriko luzera eta zabalera izan behar dituzte, noski.

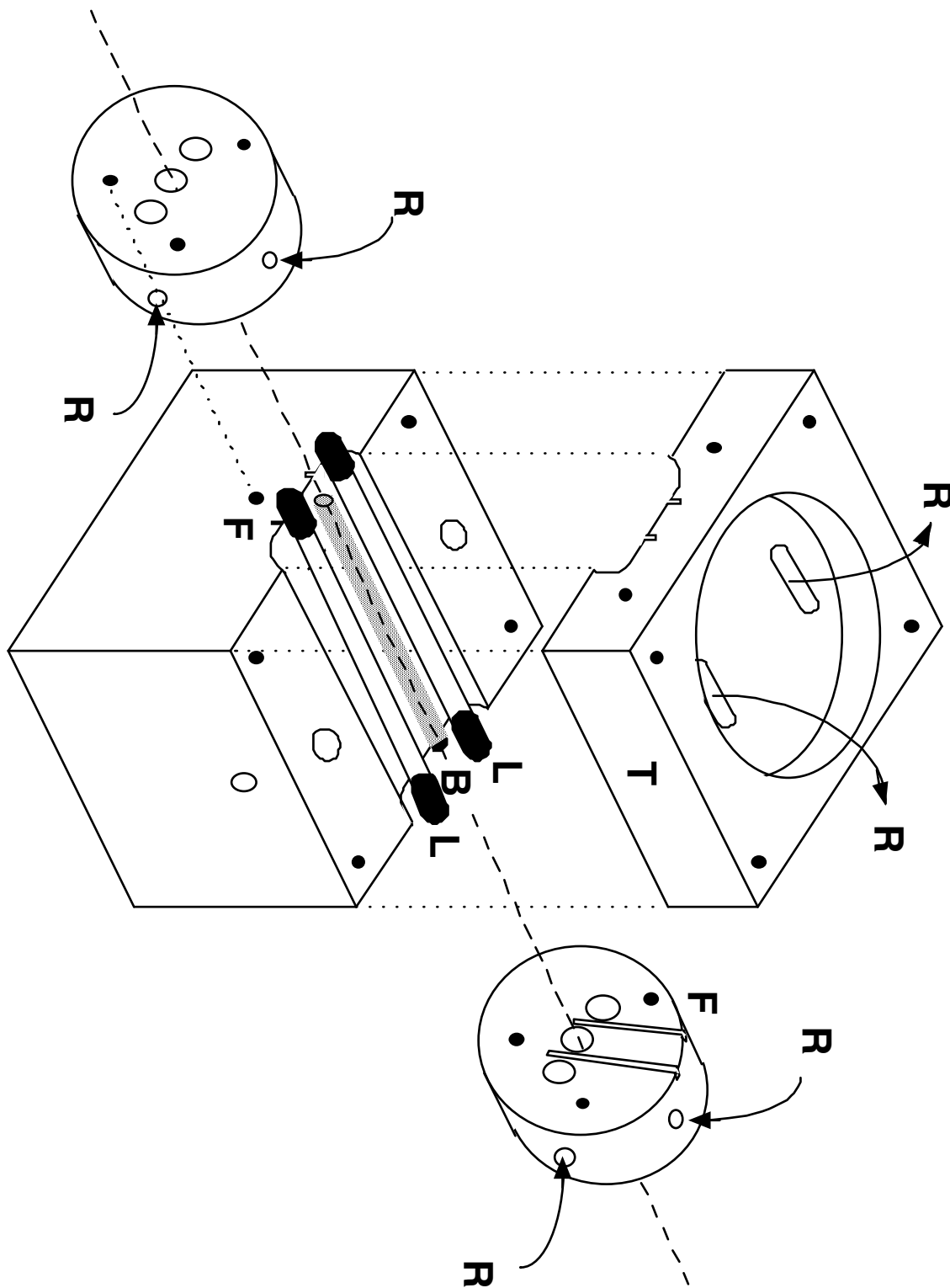
Ponpaketa-Hobiaren irudi eta planoak ondorengo bi orrietan erakusten dira, 3.40 eta 3.41 irudietan. Irudi hauetan agertzen diren letrak hauexek adierazi nahi dute:

L: lanparak eta euren euskarriak, **B** barra eta bere euskarriak, **F:** filtroak eta berentzako lekuak. **R:** hozketa edo haizearen norabidea zuloetan zehar. **T** : hobiaren tapa, edozein aldaketarako altxa behar dena.

Barra aldaketa honela egin behar da: taparen torlojuak askatu, tapa altxatu eta hobia bistan geratzen da. Ondoren barra pintza batzuekin eutsi, barraren euskailuak biraraziz atzeratu eta barra askatu egiten da, ondoren pintzekin barra atera daiteke.

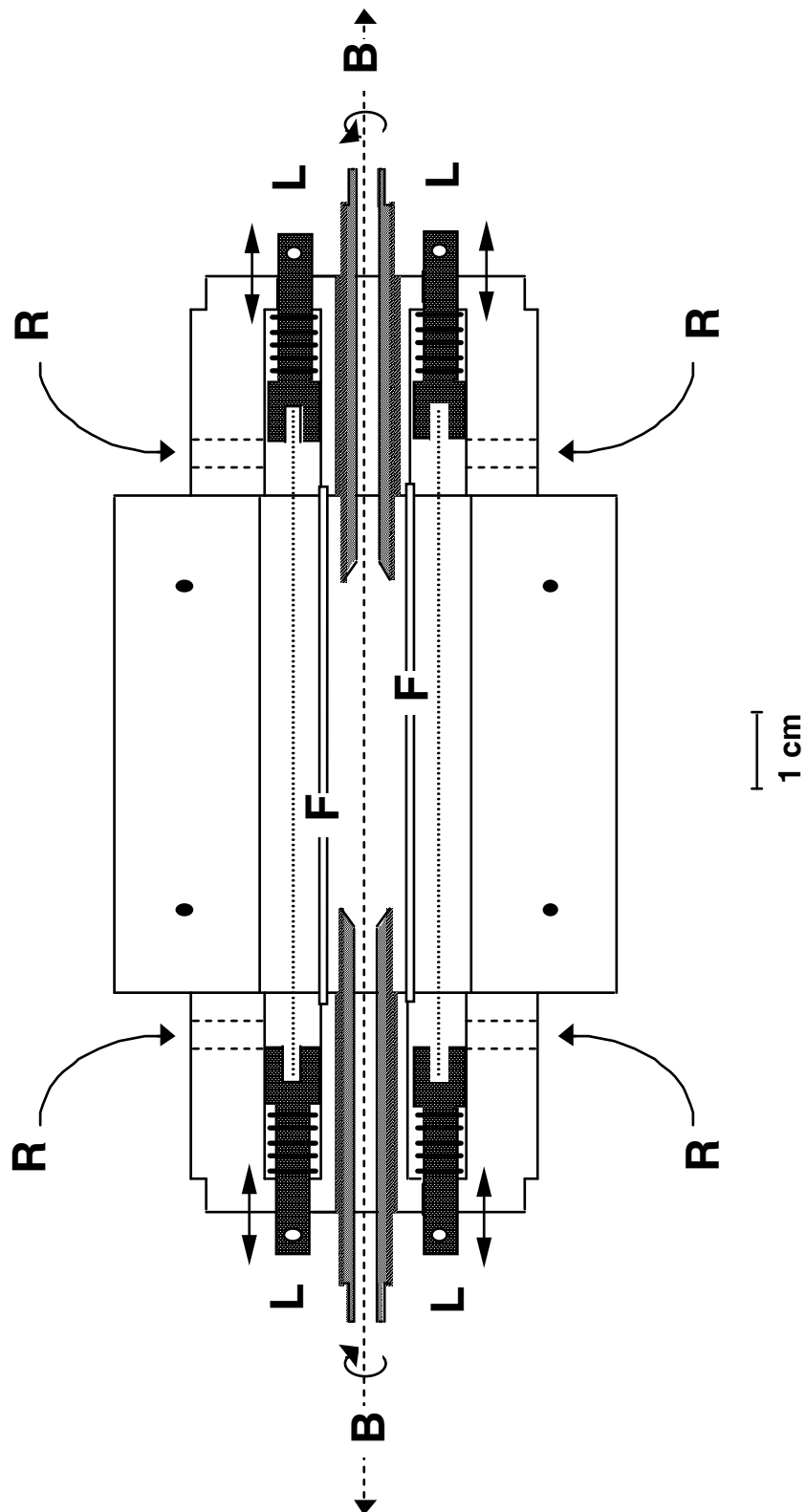
Beste barra bat aurrekoaren lekuan ipini eta prozesua errepikatu baina atzeraka. Barra berriak luzera ezberdina badu, euskarria luzera horretara adaptatzea besterik ez dago. Barra berriak diametro ezberdina badu, ordea, euskarriak eurak ere aldatu behar dira eta diametro egokidunak ipini.

Filtroak eta lanparak ere oso erraz aldatzen dira, baina pintzak erabilia, ez baita batere egokia eskuekin ukitzea, gainerako osagai optiko guztiarekin gertatzen den bezala, eskuetako koipeak zikindu egiten dituelako, eta garbitasuna oso garrantzitsua delako.



3.40 Irudia

Ponpaketa hobiaren plano: T: tapa, B: materiale aktiboaren barra,
L: Flash-lanparak, F: filtroentzako zirrikituak, R: hozketarako zuloak.



3.41 Irudia

Ponpaketa hobiaren ebaketa: B: materiale aktiboaren barraren euskarri mekanikoa,
L: Flash-lanparen euskarri mekanikoak, F: filtroak, R: hozketarako zuloak.

3.5.- PROTOTIPOAREN KALIBRAZIOA Nd:YAG-EKIN

Aurreko ataletan azaldutako Iturri elektrikoaren funtzionamendua egiaztatzeko eta ponpaketa hobiaren efizientzia aztertzeko, Nd:YAG kristal ezagunarekin kalibratu dugu. Kristal hau azken urteotan egoera solidozko materialerik ezagunena izan da eta oso ondo aztertua izan da. Gure barra, Laser Crystal Corp. (L.C.C.) konpainiari erositakoa da.

Laser prototipoa banku optiko arrunt batetan muntatu dugu: bankuaren erdian ponpaketa-hobia eta alboetan ispilu bana ipini diogu, beren euskarri mikrometrikotan. Lortutako emaitzak onak izan dira. Egindako frogak hauexek izan dira:

- a) Energia neurketak irteerako ispilu ezberdinak erabilia.
- b) Laser izpiaren profilaren neurketak erabilera normalean (multimodoan) eta erresonadorearen barruan milimetro bateko diametrodun filtro espazial bat tartekatuz (monomodoan).
- c) Hozketaren efizientzia, irteerako energia neurtuz maiztasun ezberdinetan dispartuz.
- d) Q-switch (erresonadorearen galera-konmutazioa) pasiboa.

Laserrak 300 mJ baino gehiagoko pultsuak emiti ditzake profil multimodoan eta 20 mJ profil monomodoan. Q-switch pasiboaz, 30 mJ multimodo lortzen dira 20 ns-ko pulsu iraupenaz.

Nd:YAG-eko laser prototipoen diseinu, eraiketa eta ezaugarriei buruzko artikuluak ugariak dira bibliografian; atal honen amaierako 12, 13 eta 15 erreferentziak berrienetakoak dira.

Lan honetan eraiki den ponpaketa hobia, egoera solidozko barra ezberdinak probatzeko diseinatu da (interesa duten materialeak, gaur egun oraindik garatzen ari diren materialeak dira eta baita ere oraindik laser igorpenik lortu ez dutenak).

Iturri elektrikoak 40 μ F-tako kondentsadore bat dauka, 1000 eta 1700 Voltako tartean kargatzen da (20-60 Joule/pultso). Kondentsadorea Lanparetan deskargatzen da 100 μ H-ko bobina batetan zehar, deskargatze modu kritikotik hurbil, eta honela 120 μ s ingurutako pultsuak lortzen dira [6,11].

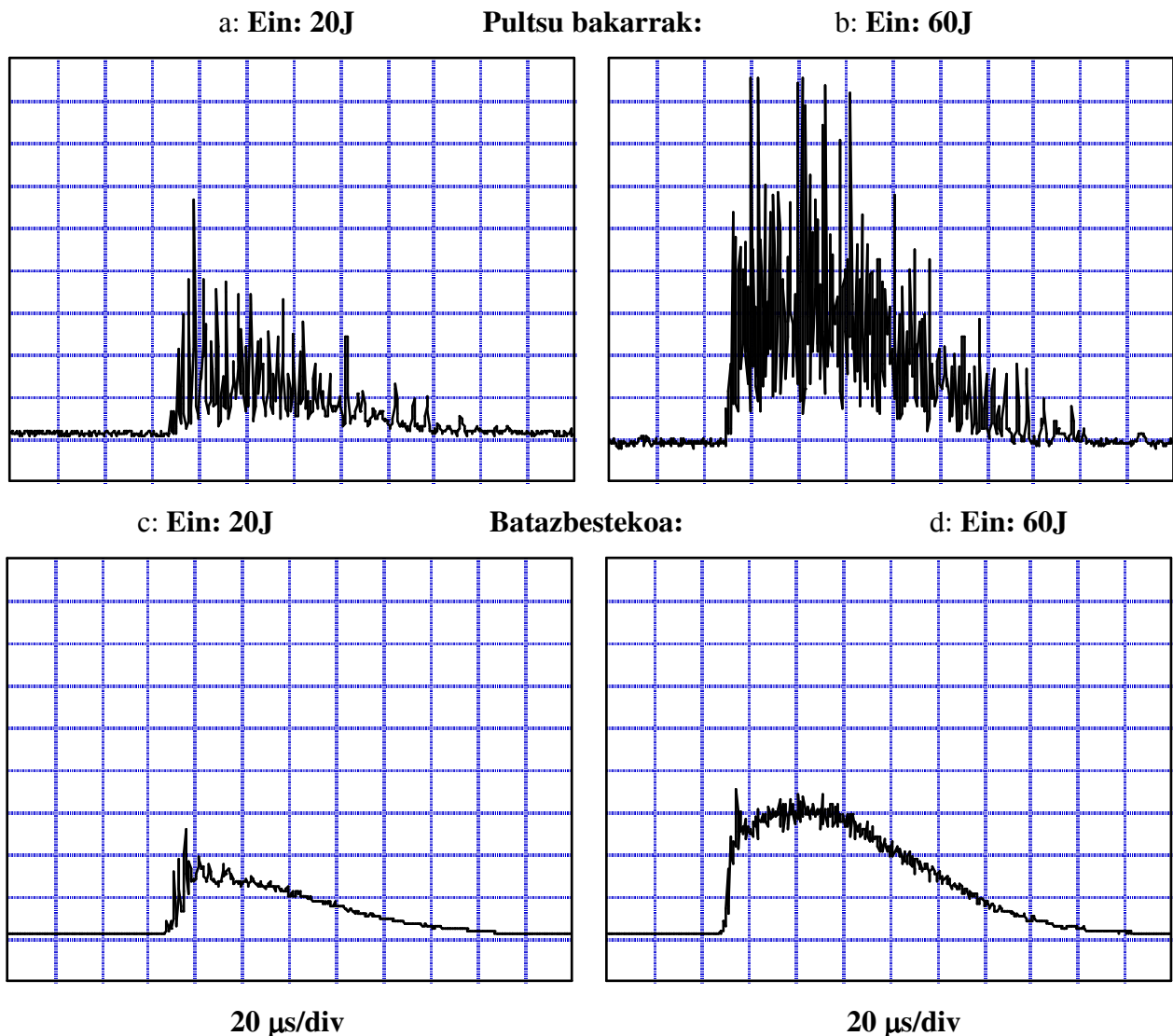
Disparoen maiztasuna 4 Hz eta 1/4 Hz artean erregulatu daiteke eta manualki ere dispartu daiteke.

Airezko hozketa sistema bat ere ezarri zaio, eta laserraren disparoen maiztasunaren eta irteerako pultsuen energiaren artean erlazio handia aurkitu da.

Laserraren efizientzia energetikoa neurtu dugu, irteerako pultsuaren profilaren kalitatea aztertu eta Q-switch operazioa ere probatu dugu. Lortutako emaitzak, laser komertzial eta arruntekin konparatuz ontzat eman ditzakegu, gainera besteek ez dauzkate geurearen ezaugarri bereziak.

Kasu guztietan irteerako pultsuaren intentsitateak denboran zehar, erlaxazio oszilazioak ditu. Erlaxazio oszilazioak honelako laserretan ohizkoak dira.

3.42 irudian irteerako laser pulsuaren intentsitatearen itxura tipikoa eta 32 laser pultsuren batezbestekoarena, adierazi dira bi ponpaketa energia ezberdinetan.

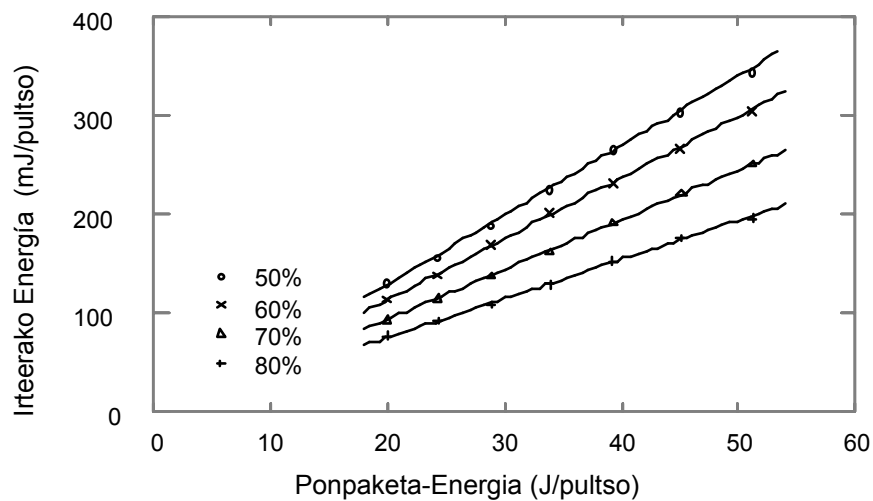


3.42 irudia

Laserraren irteerako pulsuaren intentsitatea denboran zehar:
 a eta b: pulsu bakarrak, c eta d: 32 pultsuren batezbestekoa
 Pultsuak ponpaketa energia bitan lortu dira: 20 J eta 60 J

3.5.1.- IRTEERAKO ENERGIA ISPILU EZBERDINEKIN

25 cm-tako erresonadorea ezarri da, atzeko ispilua %100 islakorra, ahurra (konkaboia) 4 metroko kurbadura-erradioaz, eta irteerako ispiluak, planoak, lau ezberdin probatu ditugu: %50, %60, %70 eta %80 islakortasunekin. Irudiak irteerako pultsuen energia erakusten du ponpaketa eta ispilu ezberdinekin.



3.43 Irudia

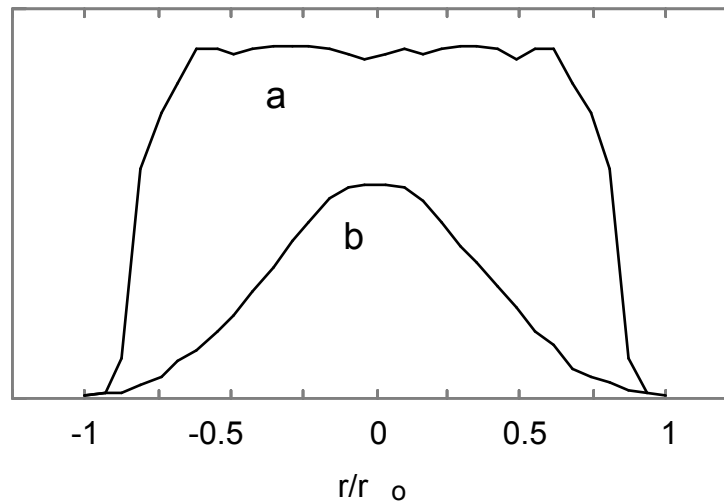
Irteerako pultsuen energia, ponpaketa energiaren menpe, ispilu ezberdinen islakortasunerako.

Etekin energetikorik handiena %50-eko ispiluak eman du, %0.7 inguruko etekina. Etekin hoberik lortzea ere espero daiteke, \approx %1 ohizko etekin tipikoa flash lanparadun Nd:YAG laserretan, \approx %30 inguruko ispilu batekin, baina gure sistema beste materiale batzuk ikertzeko diseinatu da, eta ustez ez dira izango Nd:YAG bezain efizienteak, beraz, ez dugu holako ispilurik erostea beharrezkotzat jotzen.

3.5.2.-ARGI-IZPIAREN ZEHARKAKO PROFILA ETA DIBERGENTZIA

Erabilera normalean, izpiaren profila multimodoa da, espero bezala, erresonadorearen Fresnel-en zenbakia 15 ingurukoa delako. Bere dibergentzia, 3 milirad ingurukoa da.

Zeharkako modo fundamental lortzeko, erresonadorearen barruan 1mm-ko filtro espaziala sartu dugu, eta horrekin erresonadorearen Fresnel-en zenbakia ia 1-eraino gutxitzen da. Irteerako energia egoera horretan, filtro gabe baino 15 bider txikiagoa da, gutxi gora behera kasu bietako azalaren arteko erlazioaren berdina.



3.44 Irudia

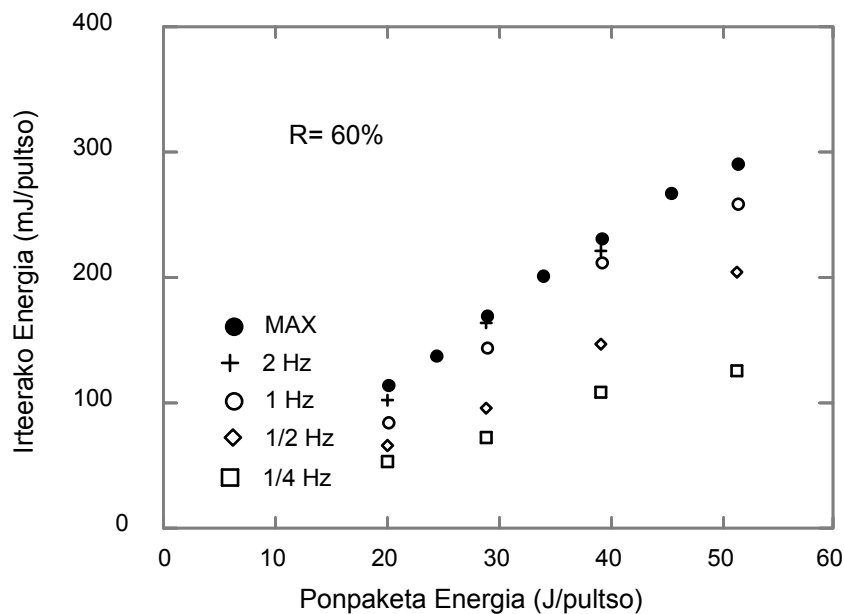
Irteerako izpiaren zeharkako profil espaziala a) erabilera normal edo multimodoan eta b) monomodo edo 1mm-ko diametrodun filtro espaziala tartekatuz.

3.5.3.-HOZKETAREN EFEKTUA

Disparoen maiztasuna aldatuz, pultsu bakarren energia bera ere aldatu egiten dela igarri da. Efektu hau lanparen eta barraren beroketagatik ematen da. Hotzean, efizientzia txikiagoa da eta berotzeak laserraren efizientzia handitzen du. Hozketaren airearen fluxua konstantea da eta horregatik maiztasun bakoitzean lortzen den orekako temperatura ezberdina da.

Gehiegizko beroketak ordea, pultsuen energia gutxiarazten duela ere igartzen da, eta beraz, temperatura optimo bat egongo dela nabaria da, temperatura horretan laserrak efizientzia maximoa izango du.

Ondorengo irudiak irteerako energia erakusten du, ponpaketa-energia ezberdinetan eta maiztasun ezberdinetarako. Neurketa hau %60-ko ispiluz egin da.



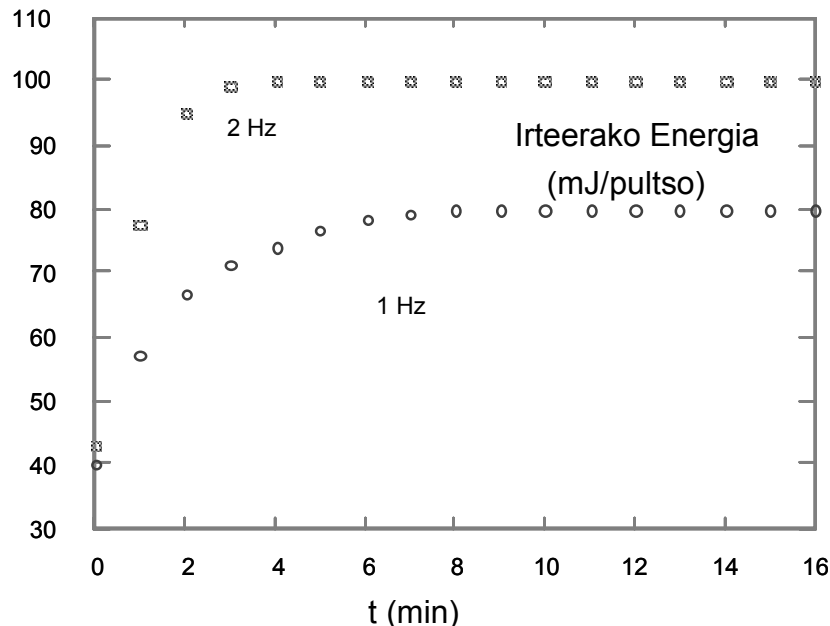
3.45 Irudia:

Irteerako pultsuen energiaren menpekotasuna, disparoen maiztasunarekin. (Neurketak %60-ko ispiluz egin dira. "Max" etiketarekin adierazitako puntuak, beroketaren jokabidea aztertu ondoren azalduko dira)

Laserra piztu ondoren, irteerako pultsuen energia honela joaten da aldatzen: hasieran, osagaiak berotzen doazelarik, pultsuen energia handitzen doa . Geroago, posibilitate bi daude:

a) erabilera ahulean (batezbesteko ponpaketa-potentzia 50W baino txikiagoa): irteerako energia egonkor bihurtzen da eta konstante mantentzen da etengabe. Ondorengo irudiak beroketa prozesua erakusten du: ponpaketa energia 20J-takoa da eta pultsuen

maiztasuna 1 Hz eta 2 Hz, %60-ko ispiuarekin. Froga luzeak ere egin dira (gutxienez 6 ordutan) eta irteerako pultsuen energia oso egonkor mantendu da.



3.46 Irudia:

Irteerako pultsuen energia beroketa periodoan, bi maiztasun ezberdinekin. Ponpaketa-energia 20 Jouletakoa da eta irteerako ispilua %60

b) erabilera gogorrean (batezbesteko ponpaketa-potentzia 50 W baino handiagoa): irteerako pultsuen energia handitzen doa, balio optimora heldu arte baina ez da egonkor bihurtzen eta geroago jaitsi egiten da. Ponpaketa potentzia ez bada 50 W baino askoz handiagoa, azkenean energia egonkor bihurtzen da, baina balio optimotik behera. Potentzia oso handiekin, energia optimotik igaro ondoren, arin jaisten da baina ez da egonkor bihurtzen eta jaisten segitzen du. Badaezpada ere honelako egoeratan laserra itzali egiten genuen.

"Max" etiketarekin adierazitako puntuak tenperatura optimotik igarotzean hartu dira. Beste guztiak erabilera ahulekoak dira eta beraz, egonkorrak.

Jokabide honek, beroketaren jokaera oso garrantzizkoa dela erakusten du, baita kaltegarria ere izan daitekeela, gehiegizkoa baldin bada.

Hozketan kanporatutako potentzia, P, aire-fluxuaren, f_v , eta airearen tenperatura-aldaketa, ΔT , erlazionatuta daude, hauxe da [1]:

$$f_v (\text{ltr/min}) = \frac{49 \cdot P [\text{W}]}{\Delta T [^\circ\text{C}]}$$

Irteerako airearen tenperatura hobitik irteteen, sartzean baino 10 °C inguru altuagoa

dela neurtu dugu, ponpaketa-potentzia 40W-takoa izanik. Honek esan nahi du aukeratu dugun haizegailuarekin eta egindako zuloetatik, beraien zabalera eta luzera dela medio, guztira 200 l/min inguru pasatzen direla.

Gain-beroketa ekiditeko, airearen fluxua handitu daiteke, eta honela potentzia gehiago kanporatuko da. Aire-fluxua modu ezberdinetan handitu daiteke:

a) Sarrerako eta irteerako zuloen azalera edo kopurua handitzea.

b) Haizegailuaren potentzia handitu.

Bigarren honek, haizegailu handiago bat eskatuko luke eta laserraren neurriak handituko lituzke. Irteerako zuloak handitzea islapenerako azalera gutxitzea ekarriko luke, eta beraz ponpaketaren efizientzia gutxituko luke. Errazena sarrerako zulo gehiago egitea litzateke, lanparen elektrodoetatik hurbil daudelako, hortxe direlako hain zuzen zuloak estu eta luzeen. Gainera lekua badago, zulo gehiago edo handiagoak egiteko. Hauxe izango litzateke egingo genukeen aldaketa, ponpaketa-potentzia 50 W baino zerbait handiagoa izatea behar bagenu.

Hozketaren beste arazo sakonagoa hauxe da: irteerako pultsuen energia ez dadila erabileraren maiztasunarekin aldatu. Azken hau, hozketaren fluxuaren kontrolerako sistema automatiko bat eraikiz konpon daiteke, hau da termostatoa eta haizegailu erregulagarria erabiliz .

3.4.4.- Q-SWITCH

Q-switch edo "erresonadoreko galeren konmutazio" pasiboa lortzeko, Kodak-ek saltzen duen Ref. 14015, absorbatzaile asegarri bat erabili dugu. Konposatu hau 1,2 dikloroetanotan disolbatu behar da eta 1mm-ko lodierako zeldatxo batetan sartu dugu.

Zeldatxoa erresonadorean tartekatu dugu, atzeko ispilutik ahalik eta hurbilen kokatuta. Absorbatzailearen kontzentrazioa 0.16 gr/l-koa denean eta irteerako ispilua %50-ekoa, Q-switch pultsuak lortu dira 25 eta 30 J-ko ponpaketa energiarekin. Irteerako pultsuen energia 30 mJ $\pm 10\%$ -takoa da eta beraien iraupena 20 ns ingurukoa. (2 MW baino gehiagoko aldiuneko potentzia instantaneoak). Ponpaketa energia 30 J baino handiagoa denean, pultsu bikoitzak edo anizkoitzak agertzen dira, ponpaketaren arabera: zenbat eta ponpaketa energia handiagoa pultsu gehiago agertzen dira.

3.6 HIRUGARREN ATALEKO BIBLIOGRAFIA

[1] W. Koechner. "Solid-State Laser Engineering" Springer Series in Optical Sciences, Springer Verlag, New York (1976,1988 y 1992)

[2] I.S.Marshak. "Pulsed Light Sources" . Consultants Boureau, a division of Plenum Publishing Corporation, New York 1984.

[3] J.P. Markiewicz and J.L. Emmett. "Design of Flashlamp Driving Circuits"- Journal of Quantum Electronics- Vol.QE-2 No.11 (Nov. 1966).

[4] R.H. Dishington, W.R. Hook and R.P. Hilberg. "Flashlamp Discharge and Laser Efficiency"- Applied Optics. Vol 13, No.10 p.2300 (October 1974).

Fabrikatzaie komertzialen informazio teknikorako liburu eta katalogoak:

[5]-Q-ARC "Flashlamp Data".

[6]-EG&G Electro-Optics "Flashlamps".

[7]- Noblelight. Flashlamps for Science & Industry

[8]- Verre et Quartz.

[9] R. Lee. "Electronic Transformers and Circuits". J. Wiley & Sons Inc. New York (1947).

[10] Malvino, A.P. "Principios de Electrónica". McGraw-Hill, Madrid (1988).

[11] J. Azkargorta, I. Iparraguirre, J. Fernández. "Design of a Power Supply for flash-lamp pumped solid-state lasers". Anales de Física, Vol89, n°2, (1993) pp141-145.

[12] D.H. Yang, T.L. Breeden, H.J. Metcalf. "Home-Built Nd:YAG Laser for General laboratory use", Applied Optics, Vol24, n°13, pp1899-1901, 1 Jul. 1985.

[13] I.Y. Milev, S.S. Dimov, Z.S. Kurtev, O.E. Denchev and I.P. Angelov. "Optimization of the pumping conditions for Nd:YAG Lasers". Applied Optics, Vol29, n°6, pp772-776, 20 Feb. 1990.

[14] K.H. Drexhage and U.T. Muller-Westerhoff. "New Q-Switch compounds for Infrared

Lasers". IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-8, pag759, 1972.

[15] I. Iparraguirre, J. Azkargorta, J. Fernández, "Diseño y construcción de un prototipo económico de láser de Nd:YAG bombeado por lámparas flash, refrigerado por aire, con Q-switch pasivo para uso en laboratorio". Anales de Física. Vol89, nº3, pp169-173, 19

4.- LASER MATERIALE BERRIEN EMAITZA ESPERIMENTALAK

4.-LASER-MATERIALE BERRIEN EMAITZA ESPERIMENTALAK

4.1.- IKERTUTAKO MATERIALEEN HITZAURRE OROKORRA

Lan honetan laser igorpenerako interesa duten lau matrize berriren ezaugarriak ikertu dira.

Atal honetan, lau matrizeen emaitza esperimentalak aurkezten dira honako ordentaz: Materiale bakoitzerako hitzaurrea, neurketa espektroskopikoak, laser igorpenaren lortzea eta laser igorpenaren espektroaren azterketa.

Lau materiale horietatik hiru kristalak dira eta bestea beira. Lortutako igorpen estimulatua Nd^{3+} , ioiarena da, nahita txertatua izan da lau matrizeetan, hain zuzen ere bere ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$ trantsizioarena, gutxi gora behera $1.06 \mu\text{m}$ - takoa.

Kristal egiturako hiru materialeak honakoak dira::

4.2.- Kaltzio Galio-Germanatoa: $\text{Ca}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$,

4.3.- Lantano eta Galio Silikatoa: $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$,

4.4.- Kaltzio, Niobio eta Galiozko Granatea: $\text{Ca}_3(\text{Ga,Nb})_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$,

Eta beira egiturako materialea fluoruroz osaturiko beira da:

4.5.- $30\text{BaF}_2\text{-}18\text{InF}_3\text{-}12\text{GaF}_3\text{-}20\text{ZnF}_2\text{-}10\text{LuF}_3\text{-}6\text{ThF}_4\text{-}4\text{MnF}_2$ (BIGaZLuTMn)

Hiru kristalak egitura "desordenatuzkotzat" hartzen dira. Moskuko Errusiar Zientzien Akademiako Kristalografia Institutuan sintetizatuak izan dira eta Alexander A. Kaminskii profesoreak eman dizkigu

Kristal hauei bere egituragatik eta balentzia ezberdinetako katioien banaketa estatistikoa posizio kristalografiko ezberdinetan gertatzen delako "desordenatuak" deitzen zaie. [1-4].

Kristal desordenatutan txertaturiko ioi ezberdinen ezaugarri espektroskopikoak aztertzean, normalean, beren absortzio eta igorpenak kristal ordenatuetan baino zabalera handiagoa izaten dutela ikus daiteke (ikus 4.1 Irudia).

Zentzu honetan, duten kristalizazio egitura beirarantz hurbilketa baten antzekoa dela esan daiteke.

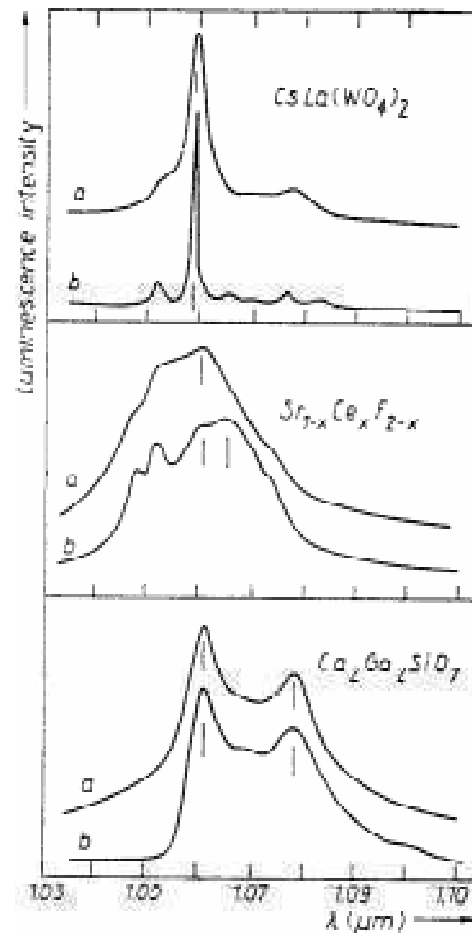
Absortzio bandak ere zabalagoak dituztenez flash-lanparekin ponpatuak efizientzia handiagoa daukate, lanpara hauen igorpenaren espektroa ere oso zabala delako.

Eta igorpen bandak zabalagoak direnez, bere azalera efikazak ez dira oso handiak, eta beraz ez daukate irabazi handirik, baina bai populazio iraulketa handiak lortzeko erraztasuna. Ezaugarri honi esker, pultsukako laser aplikazioetarako erabilgarriak izan daitezke, potentzia-gailur handiak lortuz.

Potentzia-gailur handiko pultsukako laserretan, normalean, beirak erabiltzen dira [8], flash-lanparekin ponpatuak efizienteagoak direlako (%9-raino [2]) eta populazio iraulketa handiagoak lortzeko erraztasuna dutelako [6,7].

Kristalek, ordea, beirek baino eroaletasun termiko handiagoak dituzte [5], eta horregatik ponpaketa maizago edo jarraian jasaten dute.

Kristal desordenatuak bitarteko soluzio bat dira. Beirek baino eroaletasun termiko handiagoak dituzte eta kristal ordenatuek baino efizientzia handiagoa flash-lanpaz ponpatuak direnean eta potentzia-gailur handiagoak lortzeko egokiagoak dira.



4.1 Irudia

Nd^{3+} ioiaren ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$ trantsizioaren lumineszentzia espektroak: 300 K (a) eta 77 K (b), egitura ordenatuzko $\text{CsLa}(\text{WO}_4)_2$ kristalean eta egitura desordenatuzko $\text{Sr}_{1-x}\text{Ce}_x\text{F}_{2+x}$ eta $\text{Ca}_2\text{Ga}_2\text{SiO}_7$ kristaletan [2]

Lan honetan ikertutako hiru kristaletatik, lehenengo biak ($\text{Ca}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$ eta $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$) kristalizazio-egitura berekoak dira, simetria trigonala dute eta azentrikoak dira, D_3^2 -P321 taldekoak, eta horregatik familia berekoak dira.

Hirugarren kristala, $\text{Ca}_3(\text{Nb,Ga})_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$, granatea da baina bere egitura kristalinoa desordenatua da baita ere.

Ikertutako laugarren lagina, beira fluoruro mota berri bat da, BiGaZLuTMn . Beronen laginak Rennes (Frantzia)-ko Unibertsitateko Beaulieu Campuseko "Laboratoire de Chimie Minérale D: Verres et Céramiques"-en sintetizatu dituzte, eurekin dugun kolaborazio baten bitartez.

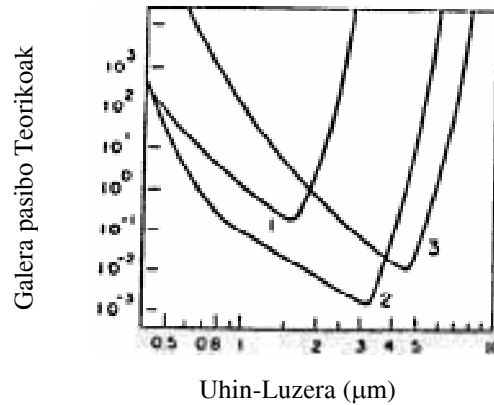
Beira-familia ezberdinen artetik (haluroak, oxidoak, kalkogenuroak...) beira oxidoek dominatu egin dute historian zehar beirakien esparrua, askoz errazago sintetizatzen direlako.

Beira haluroak gaitzagoak dira beira egituraz sintetizatzeko, elementu halogenoak elektronegatiboak direlako eta metale baten presentzian lotura ionikoak osatzeko joera dutelako, hau da, loturako elektroioak monopolizatuz, eta beraz, kristalak osatuz [10].

Beirakiek oso interes handia dute fibra formatuan. Gaur egun oso interesgarria bihurtzen ari da fibra optikoen esparrua. Azken urteotan fibren sintetizazio prozesua eta kalitatea asko hobetu da: 1960 urtearen inguruan silizezko fibren galerak 1000 dB/Km ingurukoak ziren, eta gaur egun 0.2 dB/Km baino txikiagoak ere badira.

Hobekuntza teknologiko handi honek beira haluro hobeak ere sintetizatzea ekarri du. Haluroen beiratze metodoa honakoa da: metale ezberdinen haluroak nahastea, honela desordena sortzen da eta egitura amorfoari eutsi egiten diote (metale ezberdinei aldarazleak edo modifikadoreak deritze)

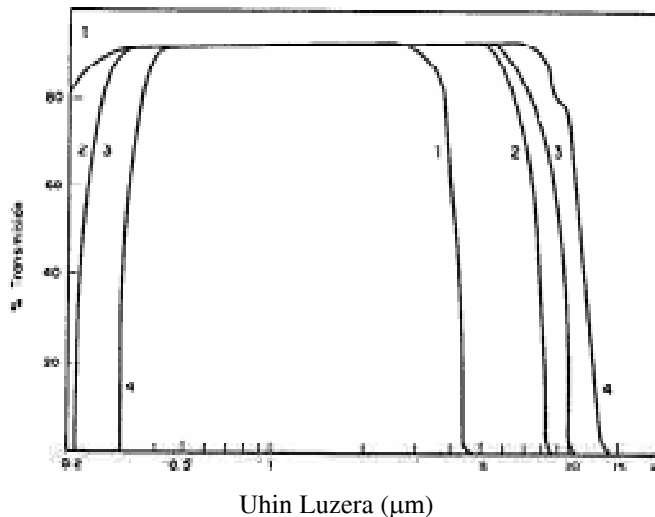
Beira haluroek interes handia dute, teorikoki transmisio ultra-handia dutelako (10^{-2} edo 10^{-3} dB/Km) eta galera teorikoak ere txikiagoak dituztelako (Rayleigh-en scattering-a eta absortzio multifononikoa) infragorriaren tartean, silizezko fibrek baino askoz hobeak, 4.3 irudian ikus daitekeenez:



4.2 Irudia

Beira ezberdinen galera teorikoen grafikoak:
1. Oxidoak, 2. Fluoruroak, 3. Kalkogenuroak [12]

Gainera beira haluroen transmisio "leihoa" zabalagoa da eta silizearena baino uhin-luzera handiagoetara heltzen da [12,62].



4.3 Irudia

Beira ezberdinen transmisio-leihoak:
1 Silizea, 2 FluoroZirkonatoak, 3 FluoroZinkatoak, 4 Kadmio KloroFluoruroak [12]

Beira ez oxidoen ikuspegi zabal bat bibliografiako [9] erreferentzian ikus daiteke.

Beira haluroen artetik Kloruroek, Ioduroek, eta Bromuroek, oso transmisio-ezaugarri onak dituzte, baina bere egonkortasun kimikoa ez da ona. Dena den kasu batzuetan aldarazleak nahastuz egonkortasuna hobetu egiten dute.

Fluoruroak egonkorragoak dira, baina kristalik gabeko beirak osatu ahal izateko, metale ezberdinen fluoruroak konbinatu behar izaten dira [10]

Fluoruroen ezaugarri egokiek oso interesgarri bihurtzen dituzte fibra optikoetarako, osagai multiespektraletarako, laser-leiho infragorrietarako, edo laser matrizeetarako.

Hala ere, oraingoz, akatsak dituzte: ezpurutasun metalikoak, mikrokrystalen presentzia, defekto dispersiboak eta abar. Orain arte lortu den galera txikiena 0.7 dB/Km-tako da [13,14] silizezko fibrena baino altuagoa, baina, oraindik, beira hauen sintesia hobetzen ari da.

Fluoruroen artetik, familia bat bereiztu daiteke, ezaugarri optiko pasibo onenak dituztelako (transmisio ultra-handi teorikoa: 10^{-3} dB/Km eta transmisio-leiho zabalagoa). familia hau honakoa da: Metale Astunezko Beira Fluoruroak (MABF)

Metale astunezko lehen beira fluoruroak Zirkonio-Fluoruroz egin ziren (ZrF_4) 1975 urtean. Hauetan egonkortasuna lortzeko, eta beira egiturari eusteko, aldarazle batzuk nahastu zitzaizkion: BaF_2 , NaF , ThF_4 , LaF_3 edo AlF_3 , eta abar.

Ikertu ditugun lau materialeetan arazo nagusi bi aztertu ditugu:

1.- Kromo eta Neodimioz kodopatzearen efektua.

Lehenago esan dugunez, Kromoaren presentziak "sentikortasuna" ematen dio Neodimioari, eta kasu batzuetan laser-igorpenaren efizientzia hobetu egiten du, batez ere arrazoi birengatik:

a) Kromoaren absortzio-bandak Neodimioarenak baino askoz zabalagoak dira, eta beraz Xenonezko Flash-lanparek igorritako erradiazioa efizientzia handiagoz xurgatzen dute.

b) Kromo-ioiek Neodimioari energia transferitzen diote, efizientzia handiz. Hortaz, Neodimio ioiek berez ponpaketatik xurgatutako energiaz gain energia-iturri bat gehiago daukate Kromo ioietan, eta ponpaketaren efizientzia handitu egiten da.

2.- Bestalde materialeen barne-egitura ere ikertuko dugu bere igorpena aztertuz. Beraien kitzikapen eta igorpen espektroetan eta laser-igorpenaren espektroan agertzen diren osagai ezberdinen izaera eta jatorria aztertuko dugu. Bigarren arazo nagusi honetan bi posibilitate bereiztuko ditugu:

2-a) Stark efektuz banandutako osagaiak diren.

2-b) Nd^{3+} ioiaren posizio kristalografiko ezberdinak matrizearen barruan, edo "tokiak" diren. Bigarren kasu honetan Neodimioaren "toki" kristalografiko ezberdinetako eremu kristalinoa piska bat ezberdina da, eta igorpenak pixka bat ezberdinak dira.

Aukera bi hauetako zalantza argitzeko metodo bat proposatuko dugu laser-igorpenaren denboran bereiztutako espektroskopiaren bidez.

Oso interesgarria da gure hiru egitura kristalino desordenatuak beira fluoruroarekin konparatzea, beira hauek kristalizatorako joera dutelako eta nolabait, bere egonkortasun kimikoa egiazta dezakegulako. Nolabait esateko, beira "ordenatu" bezala jokatzeko joera duelako.

4.2.-KALTZIO GALIOGERMANATO KRISTALA

4.2.1.- MATERIALEAREN HITZAURREA

Kristal berri hau Moskuko Errusiar Zientzien Akademiaren Kristalografia institutuan sintetizatu da eta bertako taldeak luze eta sakonki aztertu izan du.

Dena den ez dute aztertu Kromo eta Neodimioz kodopatzearen efektua ezta bere igorpen estimulatua baldintza hauetan.

$\text{Ca}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$ kristala trigonala eta azentrikoa da, D_3^2 -P321, talde espazialekoa. Egitura kristalino bereko germanato, silikato, eta galato familia oso bati izena ematen dio, denak egitura desordenatuzkoak. Ustekabean aurkitu zuten $\text{Ca}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ granatea sintetizatu nahian. [15] garren erreferentzian Germanato eta GalioGermanato familia osoaren sintesi-ezaugarriak eta sare-parametroak aurkezten dira, honelako kristal familia oso batetan: $(A)_3(B)_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$: A eta B elementuak aldatuz : A: Ca,Sr,Ba,Pb, eta B: Ga,Fe,Al

Silikato eta Galato multzo handi bat ere familia berekoak dira [23]

Gure kristalaren egitura honakoa da: $(3\text{CaO})(\text{Ga}_2\text{O}_3)(4\text{GeO}_2)$, Czochralski metodoaz "hazi" daiteke eta bere fusio puntua $1200\text{ }^\circ\text{C}$ ingurukoa da [4,15-17].

Bere transparentzia optikoa 0.25-etik $6\text{ }\mu\text{m}$ -taraino doa [21]

Gure kristalak, Kaltzio GalioGermanatoak eta bere familiak ezaugarri optiko interesgarriak izateaz gain, ezaugarri elektromekanikoak edo piezoelektrikoak ere badituzte, azentrikoak direlako, hau da kuartzoa (SiO_2) bezalakoak. Bere egitura kristalinoa, eta ezaugarri elektromekaniko, elastiko eta piezoelektrikoak aztertuak izan dira [22].

Dikroismoa, errefrakzio indizeen aldaketak uhin luzerarekin ($n_{o,e} \approx 1.8$) , birrefringentzia eta aktibitate optikoa (argiaren polarizazio-planoaren biraketa) bezalako

ezaugarri optikoak ere aztertuak izan dira [17]

Ezaugarri piezooptikoak ere (birrefringentziaren aldaketak estres mekanikoarekin) erakutsi ditu [18].

Neodimio (3+) ioiaren ezaugarri espektroskopikoak (igorpen eta kitzikapen espektroak, biziraupenak, branching ratioak, Stark banaketak) eta trantsizio ezberdinen igorpen estimulatua ere kristal honetan aztertuak izan dira [16].

Kristal hau Kromoz dopatuta ere igorpen estimulatua lortu izan da [19,20]. Kromoaren $^4T_2 \rightarrow ^4A_2$ trantsizioaren igorpen estimulatua sintonizagarria lortu dute 0.87-tik 1.21 μm -raino laserrez ponpatua.

$\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}:\text{Nd}$, kristal baten laser-igorpenaren bigarren harmonikoa ere lortu izan da kristal honekin, eta ez-linealtasun koefizienteak neurtu izan dituzte [21]

Hala ere, orain arte ez dute aztertu Kromo eta Neodimioz kodopatzearen efektua ezta bere igorpen estimulatua baldintza hauetan. Hauxe da hain zuzen ere geuk egindako lana eta hemen aurkeztuko duguna.

Matrize honetan kodopatzearen efektua ikertzeko honako neurketak aurkeztuko ditugu:

Absortzio-espektroak, flash-lanparen ponpaketaren efizientziari antzemateko.

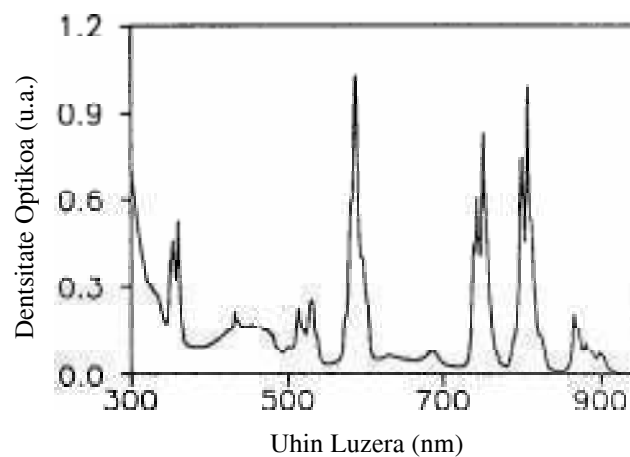
Kromotik Neodimiorako transferentziaren egiaztapena. Transferentziaren efizientzia, eta erritmoa, eta laser igorpenaren ezaugarriak.

4.2.2.- NEURKETA ESPEKTROSKOPIKOAK

Atal honetan $\text{Ca}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$ kristalean Cr^{3+} eta Nd^{3+} kodopatzearen ikerketa aurkezten da: %0.3 Cr^{3+} eta %5 Nd^{3+} (portzentaia atomikoak)

Kodopatzea ikertzeko aurkeztuko ditugun neurketak honakoak dira: Absortzio-espektroa, $\text{Cr}^{3+} \rightarrow \text{Nd}^{3+}$ energi transferentziaren baieztapena, transferentziaren efizientzia, eta transferentzia-erritmoaren estimazioa.

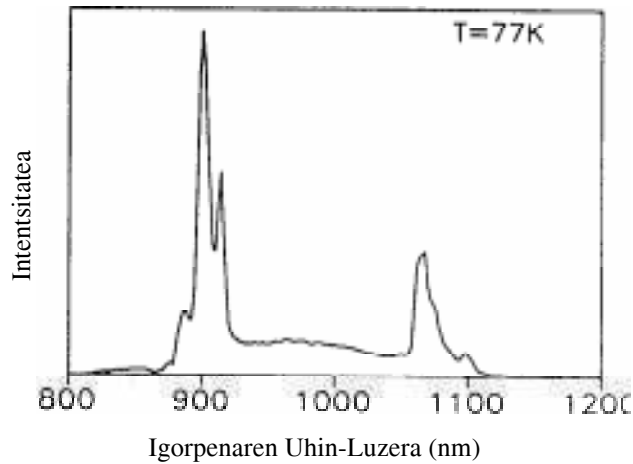
Absortzio-espektroak 300nm-tik 900 nm-raino eta gelako tenperaturan, Neodimioaren banda estu, zorrotz eta garaiak, eta Kromoaren banda zabal baina apalagoak gainezarrita erakusten ditu.



4.4 Irudia

$\text{Ca}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$ kodopatuaren Absortzio-Espektroa
(%0.3 Cr^{3+} eta %5 Nd^{3+})

Kromoa kitzikatuz 633 nm-tan bere $^4\text{A}_2 \rightarrow ^4\text{T}_2$ trantsizioan, 77K-etako tenperaturan, egoera jarraiko igorpen espektroak, Neodimioaren 900 nm-tako ($^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{9/2}$) eta 1060 nm-tako ($^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$) igorpenak erakusten ditu. Emaitza honekin Kromotik Neodimiorako transferentzia energetikoa baieztatzen da, Neodimioak ez duelako ezer zurgatzen 633 nm-tan.



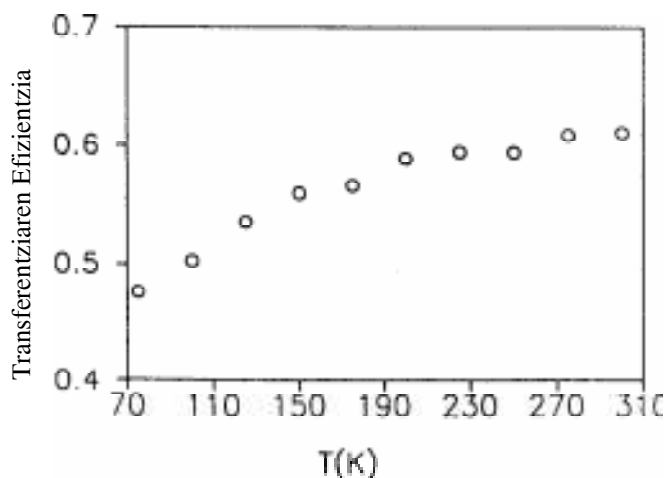
4.5 Irudia

$\text{Ca}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$ Kromo eta Neodimioz kodopatuaren igorpen-espektoa:
Kromoa kitzikatuz, Neodimioaren igorpenak ere agertzen dira.

Kromoaren 4T_2 mailaren beheraketa neurtu dugu $^4A_2 \rightarrow ^4T_2$ (650nm) trantsizioa kitzikatuz eta 990 nm -tan jasoz, temperaturaren menpe, Neodimio gabeko lagin batetan eta gero Neodimiodun beste batetan. Nabaria da Kromoaren bizi-denbora txikiagoa dela Neodimioaren presentzian, beraz Kromoak galera-bide bat duela Neodimioan zehar, eta honek ere transferentziarik badagoela egiaztatzen du.

Transferentziaren efizientzia ondoko erlazioaz kalkulatzen da: $\eta = 1 - \frac{\tau}{\tau_0}$

Hemen τ eta τ_0 Kromoaren bizi-denborak dira Neodimioarekin eta Neodimiorik gabe errespektiboki. 4.6 irudiak efizientziaren transferentzia erakusten du Tenperaturaren menpe:



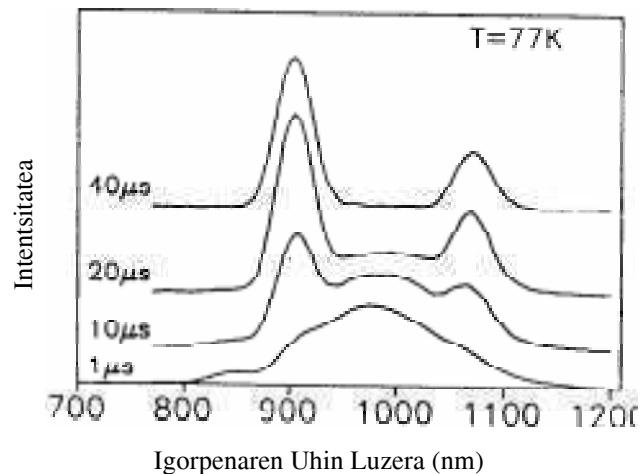
4.6 Irudia

Cr^{3+} -tik Nd^{3+} -rako Energia-transferentziaren Efizientzia
 $\text{Ca}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$ Kristal kodopatuan.

Transferentziaren erritmoa estimatzeko, denboran bereizitutako espektroak egin ditugu, 77K-etako tenperaturan eta Kromoa kitzikatuz 650 nm-tan ($^4A_2 \rightarrow ^4T_2$ trantsizioan). Hau da, igorpen espektro osoa jasoz, kitzikapen-pultsua baino denbora tarte ezberdinak beranduago.

Espektro hauek, transferentzia denbora laburretan ere garrantzizkoa dela erakusten dute.

4.7 irudian espektroak elkarren ondoan erakusten dira, eskala ezberdinetan antzeko intentsitateak izan ditzaten. Benetako intentsitateak, jakina denez, gero eta txikiagoak dira zenbat eta denbora gehiago iragan kitzikapen pultsutik. $1\mu\text{s}$ -tan espektroak Kromoaren igorpenaren itxura du, eta $40\mu\text{s}$ baino beranduago Neodimioarena, Kromoa lehenago behar izan delako eta Neodimioak astiroago egiten duelako. Bitarteko denboretan biak gainezarri egiten dira proportzio ezberdinetan.



4.7 Irudia

Denboran bereizitutako espektroak: Kromoa kitzikatuz 650 nm-tan ($^4A_2 \rightarrow ^4T_2$) eta igorpen espektroak jasoz kitzikapena baino tarte ezberdinak beranduago.

4.2.3.-LASER IGORPENA

Atal honetan laser igorpenaren ezaugarri energetiko, espektralak eta denboran zeharrekoak aurkezten dira, Kromoz eta Neodimioz kodopatutako $\text{Ca}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$ kristal batetan.

$\text{Ca}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$ kristalaren, 54 mm-tako luzeradun eta 5 mm-tako diametrodun barra zilindriko bat aztertu dugu, Kromoz (%0.3) eta Neodimioz (%5) kodopatuta. Barrak ez du estaldura antiislatzailerik bere bi muturretan.

Kristala babesteko, ponpaketa-hobiaren barruan, filtroak ipini ditugu, 475nm-tik beherako uhin-luzerak mozteko, kristalak solarizazio arazoak dituelako (erradiazio ultramoreak eragindako kolore-zentroak), bere fabrikatzaileak berak esan zigunez.

Kristala geure prototipoan ponpatu dugu, Xenonezko flash-lanparez, 120 μ s-tako pultsuez (HWHM) eta erresonadore ezberdinetan:

a) Erresonadore konfokala, metro bateko luzeraduna, ispilu biak oso islatzaileak 1.06 μ m uhin-luzeran ($R > 99\%$), galera minimoak izateko.

b) Erresonadore plano-ahurra, metro bateko luzeraduna, atzeko ispilua oso islatzailea, 4 metrotako kurbadura-erradioduna, eta irteerako ispilua laua, %90-eko islakortasunekoa, 1.06 μ m uhin-luzeran, energia-kantitate gehien igorri ahal izateko.

Espektroaren neurketak bigarren erresonadore honekin egin ditugu, seinale maila askoz altuagoa duelako.

Erresonadore konfokalean, Neodimioaren $^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$ trantsizioaren igorpen estimulatua lortu dugu, 5 Jouletako energi ataritik gora (kondentsadorean).

Bibliografiako [16] erreferentzian, Kaminskiik eta bere kolaboratzaileek, Neodimio hutsez dopatutako barra batetan (%5) eta Flash-lanparekin ponpatuz 0.6 Jouletako ataria lortu zuten erresonadore konfokal batetan oso ispilu islakorrekina (%99.5) eta 50 cm-ko luzeraduna, 1068.8 nm-ko uhin-luzeran.

Guk lortutako energi ataria altuagoa izatea, gure laginak Kromoa ere baduela kontutan izanik, zenbait arrazoirengatik izan daiteke:

a) Berak [16] erreferentzian emandako energia-ataria, beharbada lanparek igorritako energiarekiko izango da eta ez kondentsadoreko energiarekiko.

b) Kromoaren presentziak ponpaketa-efizientziari mesede egiteaz gain kristalari defektu edo distortsioak eragiten badizkio galerak handitu egiten dira eta beraz

mesedegarri baino, kaltegarri bihur daiteke.

c) Lagina partzialki solarizatuta egotea, hau da, erradiazio ultramoreak kaltetua, eta kolore-zentroengatik bere transparentzia gutxitua egotea.

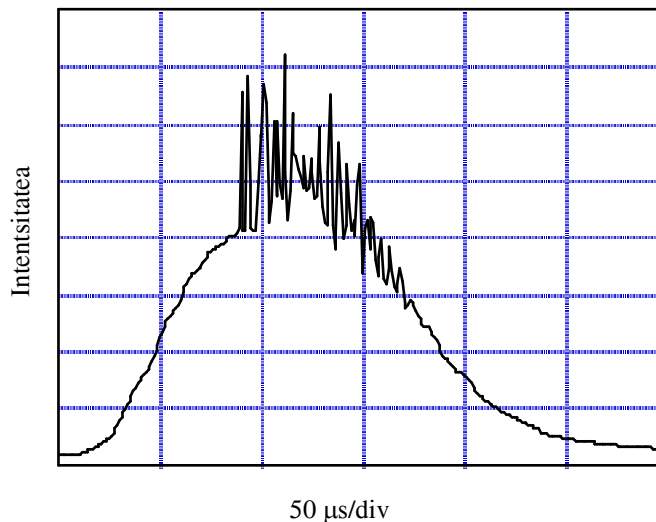
d) Hobiaren barruko filtroak erabiltzea, ponpaketa-bandak murrizten dituztelako.

e) Barrak bere bi aldeetan estaldura antiislatzailerik ez izatea .

Ez dugu uste erruduna gure prototipoaren ponpaketa-efizientzia denik, Nd:YAG-arekin kalibratu genuenean emaitza onak eman zizkigulako.

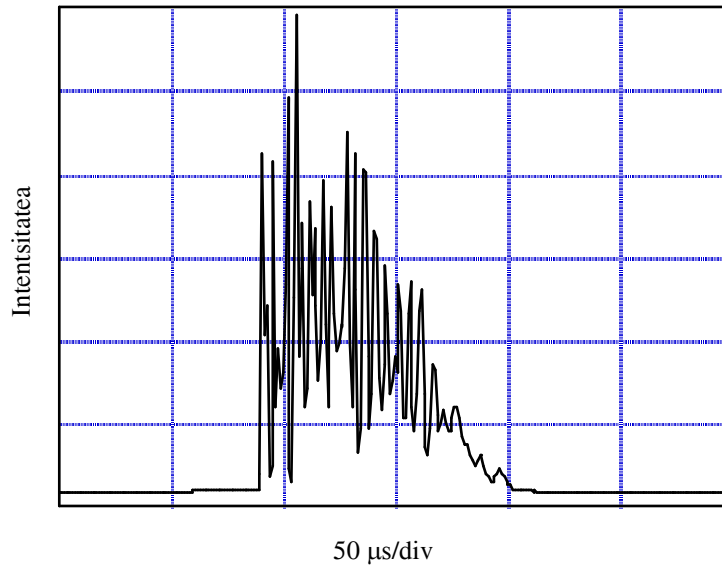
Erresonadore plano-ahurrarekin, metro bateko luzeraduna, atzeko ispilua oso islatzailea, 4 metrotako kurbadura-erradioduna, eta irteerako ispilua laua, %90-eko islakortasunekoa, 20 Jouletako energia-ataria lortu dugu (kondentsadorekoa). Energia maximoarekin ponpatzerakoan, gure prototipoan 60 J, irteerako izpiak 60 mJ-tako energia igorri du. Elektrikotik optikorako efizientzia energetikoa %0.1 eta malda %0.15 emanez.

4.8 irudiak igorpen estimulatuzko pultsu bat erakusten du, flash-lanpararen ponpaketa pultsuarekin gainezarrita. Jakina denez laser-igorpenaren intentsitatea flash-lanparen baino askoz handiagoa da, baina seinale biak batera jasotzeko fotodiodoa norabide zehar batetan ipini da, flash lanparen argia aurrez aurre jaso dezan eta laser-igorpena albotik.



4.8 Irudia

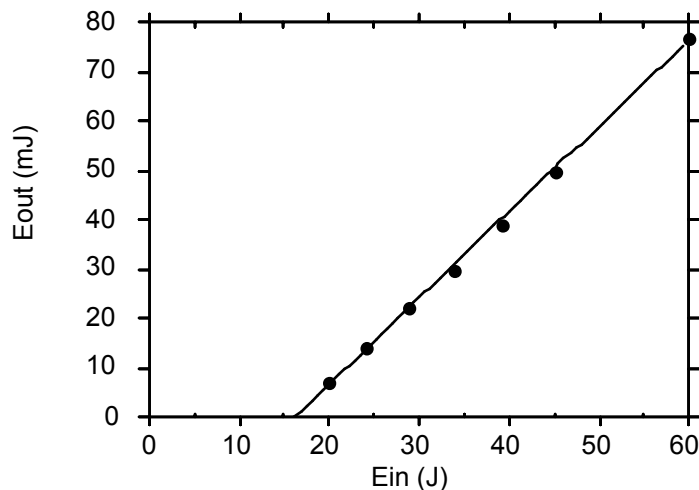
Cr:Nd:GalioGermanatoaren igorpen estimulatuzko pultsua, flash-lanpararen ponpaketa pultsuan gainezarrita ($r=2.25$)



4.9 Irudia

Cr:Nd:Galiogermanatoaren laser-igorpenaren pultsua ($r=2.25$).

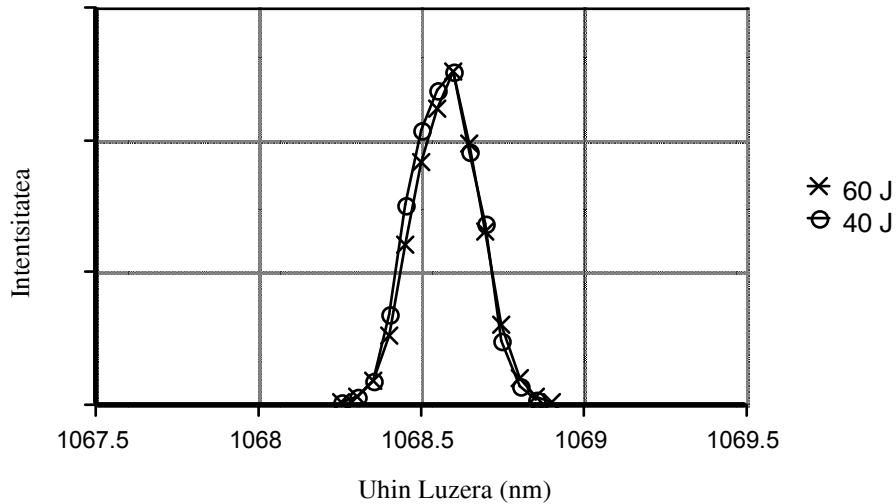
Lortu dugun energiarik handiena, erresonadore hemisferiko batekin, metro bateko luzeraduna, atzeko ispilua oso islatzailea, metro bateko kurbadura-erradioduna, eta irteerako ispilua %90-eko islakortasunekoa, 15 Jouletako energia-ataria lortu da (kondentsadorean), eta 60 J-kin ponpatzerakoan, irteerako energia maximoa 80 mJ-takoa izan da. Elektrikotik optikorako efizientzia energetikoa %0.13 eta malda %0.18 emanez.



4.10 Irudia

Laser pultsuen energia Ponpaketa-energiaren menpe (kondentsadorean)

Laser-igorpenaren espektroak gailur bakar bat erakusten du 1068.6 nm inguruan, ≈ 0.25 nm-ko zabaleraduna, eta ponpaketarekin ia aldatzen ez dena, (izatekotan pixkatxo bat estutu)

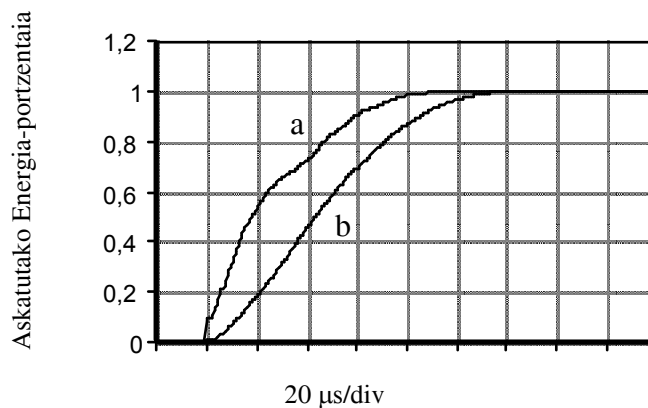


4.11 Irudia

Cr:Nd:Galiogermanatoaren Laser igorpenaren espektroa

Uhin luzera bakoitzean lortutako seinalea integratzen bada eta gero denboran zeharreko normalizazioa egiten bada, uhin-luzera bakoitzaren energia-askapenaren eritmoaren grafikoa lortuko da (4.12 Irudia).

Irudi honetan ikusten denez, alboko uhin luzera batetan, (a) 1068.3 nm, energia pultsuaren hasiera aldean askatzen da, azkarrago, eta gutxiago pultsuaren amaiera aldean, erdiko uhin-luzeran baino, (b) 1068.6.



4.12 Irudia

Energiaren proportzioaren askapena denboran zehar, (a) alboko uhin-luzeretan eta (b) erdiko uhin-luzeran.

Beste aldeko uhin-luzerek ere, uhin luzera handiagoez, (1068.8nm) uhin luzera laburragoetako portaera berbera erakusten dute, energiaren askapenaren grafikoa erdiko uhin luzeraren gainera dago. Portaera hau jarraia da, hau da, uhin luzera zenbat eta maximotik hurbilago egon, bere askapenaren grafikoa beherago dago, eta maximoarena guztietatik beherago dagoena da. Zenbat eta maximotik urrutiago egon uhin luzera bat, orduan eta bizkorrago emititzen du eta lehenago amaitzen da bere igorpena.

Alboetako uhin luzeretan energia-askapena zentroan baino bizkorragoa izateak

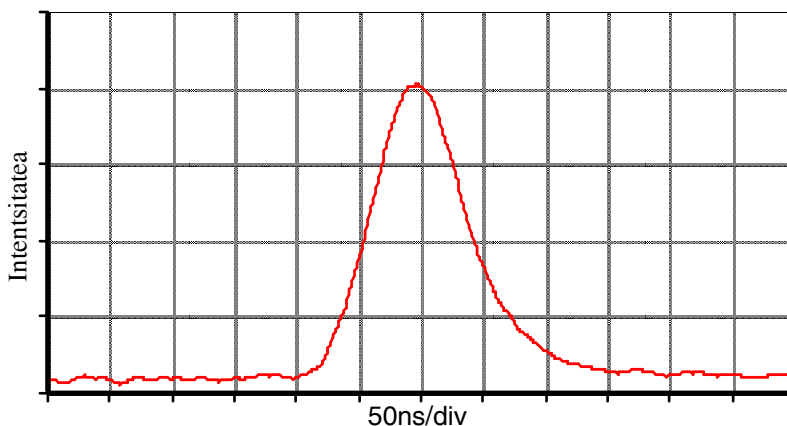
espektroa denboran zehar estutzen ari dela esan nahi du.

Bosgarren atalean ikusiko dugunez, honelako portaera normala da trantsizioaren zabalera homogeneous denean. Beraz kristal honetako laser igorpenak ez du homogeneous-tasun-ezik erakusten. Homogeneous-tasun-ezik baldin badu ere, beste osagaiak osagai nagusiarekin konparatuz ez dute behar bezain besteko efizientziarik.

Q-switch:

Kristal honekin ere, Q-switch (edo galera-konmutazio), pasiboa lortu dugu, Kodak-en ref-14015 absorbatzaile asegarrria tartekatuz. Absorbatzailea 1,2-dikloroetanotan disolbatu dugu, 0.1 gr/l -ko kontzentrazioaz, 1mm-ko lodieradun ontzi batetan, erresonadorearen barruan eta irteerako ispilutik hurbil (%90-ekoa eta laua).

50 Jouletako ponpaketaz 7 mJ-tako irteerako pultsuak lortu ditugu 80 ns-tako iraupenaz, eta beraz, gailurreko potentzia 100 KW baino gehixeagokoa.



4.13 Irudia

Q-switch pasibodun Cr:Nd:Galiogermanatoaren laser-pultsua.

4.3.-LANTANO ETA GALIO SILIKATO KRISTALA (LGS)

4.3.1.- MATERIALEAREN HITZAURREA

Kristal berri hau Moskuko Errusiar Zientzien Akademiaren Kristalografia institutuan sintetizatu da eta bertako taldeak luze eta sakonki aztertu izan du.

Dena den ez dute aztertu Kromo eta Neodimioz kodopatzearen efektua ezta bere igorpen estimulatua baldintza hauetan.

Kristal honi, $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$, laburtuz, LGS deitzen zaio, eta bere egitura honakoa da: $(1.5\text{La}_2\text{O}_3)(2.5\text{Ga}_2\text{O}_3)(\text{SiO}_2)$.

Bere egitura kristalinoagatik, trigonala eta azentrikoa, D_3^2 -P321 talde espazialekoa, aurreko atalean aztertutako kristalaren, $\text{Ca}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$, Kaltzio GalioGermanatoaren familiakoa da. [23] erreferentzian kristal honen eta egitura bereko beste Lur arrarozko Galato kristal multzo baten sintesi eta sare-parametroak aurkezten dira.

Kristal hau berri samarra da, lehenengoz 1982 urtean sintetizatu zen. Bere fusio-puntua 1470 ± 20 °C -takoa da eta nahiko monokristal handiak hazi daitezke (diametroa 28 mm, luzera 70 mm eta pisua 280 gr) Czochralski metodoarekin, Platinozko arragotan, %3 O_2 eta %97 N_2 -zko atmosferatan, 2 edo 3 mm/h-ko erritmoaz eta 35 rpm-tan biratzen. Bere dentsitatea 5.75 gr/cm^3 -koa da [26,33]. Batzutan laginek nahigabeko ezpurutasunik ere izaten dute: Platino edo Kobrea (% 10^{-2} pisuan gehienez) [40].

Bere transparentzia optikoa 0.28-tik $5.5\mu\text{m}$ -raino doa.

Kristal honen lehenengo ikerketa espektroskopikoa Neodimioz dopatuta 1982 urte berean egin zen [25]. Bertan absortzio eta igorpen-espektroak erakusten dira, branching-ratioen kalkulua eta $^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$ trantsizioaren igorpen estimulatua.

Igorpen estimulatu hau Xenon lanpaz ponpaturik lortu zen 50 cm-ko erresonadore konfokal batetan, gelako tenperaturan eta islakortasun handiko ispiluekin ($R \approx 99.5\%$). Igorpen estimulatua, uhin luzera hurbil bitan lortu zen batera: 1064 eta 1067 nm 4J.-tako energia-atariatz.

Honelako kristalaren azterketa sakona [26] eta [41] erreferentzietan ematen da.

Bertan erakusten dira kristalen hazkuntza, egitura kristalinoa, ezaugarri optikoak, elektromekanikoak, Neodimio (3+) ioiaren ezaugarri espektroskopikoak eta igorpen estimulatua. Birrefringentzia da eta errefrakzio-indizeen grafikoak ematen dira (≈ 1.9), aktibitate optikoa ere badu eta argiaren polarizazio planoaren biraketa ematen da, guzti hau uhin luzeraren menpe.

Erreferentzia horretan bertan, kristal honetako dopatze-maila ezberdinak aztertzen ditu, eta Neodimioak Lantanoa ordezkatzeko duela $[(La_{1-x}Nd_x)_3Ga_5SiO_{14}]$ $x=0.001$ -tik $x=1$ -eraino, hau da, Neodimioak Lantanoa guztiz ordezkatu dezake. Absortzio eta igorpen espektroak ematen dira, Neodimioaren energia-mailen Stark-banaketa, eta igorpen estimulatuaren ezaugarriak.

Autoreek Neodimioaren $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ trantsizioaren igorpen estimulatua lortzen dute Neodimioaren dopatze maila guztietan, Lantanoaren ordezkapena $x=0.001$ -etik $x=1$ -eraino, 50 cm-tako erresonadore konfokal batetan, islakortasun handiko ispiluekin ($R \approx 99.5\%$) gelako tenperaturan eta 77K-etan ere.

Neodimioaren igorpen estimulatua mode-locking pasiboaz ere (zurgatzaile asegarriaz) lortua izan da pikosegundotako pultsutan, eta flash-lanpaz ponpatua [27,42].

Kristala azentrikoa denez, ez-linealtasun ezaugarriak ere baditu, Neodimioaren igorpenaren bigarren harmonikoaren sorkuntzarako interesa duenak (frekuentzia-autobikoizketa) [19].

Kromoaren igorpen estimulaturako ere erabili izan da matrize hau [20,28]. Kromoaren $^4T_2 \rightarrow ^4A_2$ trantsizioaren laser-igorpen sintonizagarria lortu dute 0.81 μm -tik 1.1 μm -raino baina laserrez ponpatua. Bigarren harmonikoaren sorkuntza ere Kromoz dopatuta [28]. Kromoaren ikerketa espektroskopiko sakonak $La_3Ga_5SiO_{14}$ matrizean [29] erreferentzian erakusten dira, baina ez igorpen estimulaturik.

Beste ioi batzuen espektroskopia ere ikertu izan da $La_3Ga_5SiO_{14}$ matrize honetan: Praseodimio, Holmio eta Erbizioz dopaturik baina ez dute igorpen estimulaturik lortu [30,31].

Materiale honen egitura kuartzoaren (SiO_2) antzekoa denez ezaugarri elektromekanikoak ere baditu. Ezaugarri elektromekaniko, elastiko eta dielektrikoak [32,33] erreferentzietan erakusten dira.

$La_3Ga_5SiO_{14}$ matrize berak, Praseodimioz dopaturik efektu Fotovoltaikoa eta

efektu Fotoerrefraktiboa ditu [34,35].

[36-38] erreferentzietan bere ezaugarri mekaniko, elastiko eta dielektrikoak aztertu dira. Baita ere dilatazio termikoa, sare-parametroen, deformazio plastikoaren kurbak eta hausketaren menpekotasuna tenperaturarekin.

Hala ere, orain arte, ez da matrize honetan aztertu Kromo eta Neodimioaren kodopatzearen efektua, ezta bere igorpen estimulatua baldintza hauetan. Hauxe da geuk ikertu duguna eta hemen aurkeztuko duguna.

Matrize honetan kodopatzearen efektua ikertzeko honako neurketak aurkeztuko ditugu:

Absortzio-espektroak, flash-lanparen ponpaketaren efizientziari antzemateko.

Kromotik Neodimiorako transferentziaren egiaztapena. Transferentziaren efizientzia, eta erritmoa, eta laser igorpenaren ezaugarriak.

Gainera kristalaren egitura desordenatua aztertzeko asmoa dugu, eta igorpen-espektro ezberdinetan nabaritzen diren osagai ezberdinen izaera eta jatorria aztertzea, hau da, ia Nd^{3+} ioiaren posizio kristalografiko ezberdinak matrizearen barruan, edo "tokiak" bere igorpenetan nabaritzen diren.

Moskuko Errusiar Zientzien Akademiaren Kristalografia institutuan Czochralski metodoaz sintetizatutako laginak eskuratu eta ikertu egin ditugu.

4.3.2.- NEURKETA ESPEKTROSKOPIKOAK

Atal honetan $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ kristala Cr^{3+} eta Nd^{3+} -z kodopatzearen efektua ikertu da:

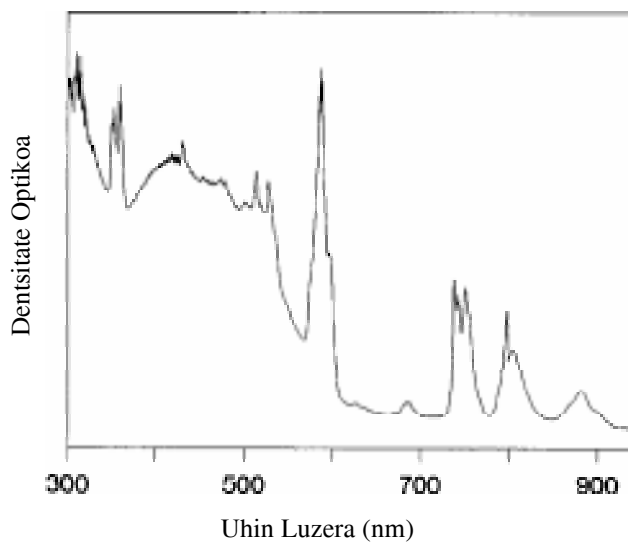
%0.1 Cr^{3+} eta %5 Nd^{3+} (portzentaia atomikoak).

Kodopatzea aztertzeko ondoko neurketak erakutsiko dira:

Absortzio-espektroak, $\text{Cr}^{3+} \rightarrow \text{Nd}^{3+}$ transferentziaren egiaztapena, transferentziaren efizientzia, eta erritmoa.

Gainera kristalaren egitura desordenatua aztertzeko asmoa dugu, eta igorpen-espektro ezberdinetan nabaritzen diren osagai ezberdinen izaera eta jatorria aztertzea, hau da, ia Nd^{3+} ioiaren posizio kristalografiko ezberdinak matrizearen barruan, edo "tokiak" bere igorpenetan nabaritzen diren, edo soilik Stark osagaiak izan daitezkeen.

Absortzio-espektroak 300nm-tik 900 nm-raino eta gelako tenperaturan, Neodimioaren banda estu, zorrotz eta garaiak, eta Kromoaren banda zabal baina apalagoak gainezarrira erakusten ditu (4.14 Irudia).

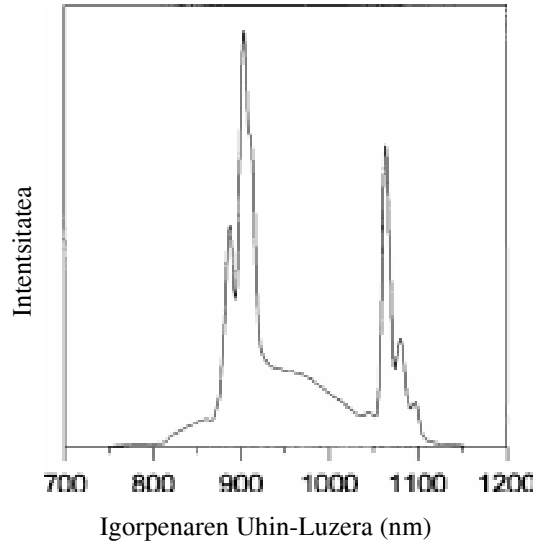


4.14 Irudia

$\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ kodopatuaren Absortzio-espektroa
%0.1% Cr^{3+} eta %5 Nd^{3+} .

Kromoa kitzikatuz 633 nm-tan bere $^4\text{A}_2 \rightarrow ^4\text{T}_2$ trantsizioan, 77K-etako tenperaturan,

egoera jarraiko igorpen espektroak, Neodimioaren 900 nm-tako (${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$) eta 1060 nm-tako (${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$) igorpenak erakusten ditu. Emaitza honekin Kromotik Neodimiorako transferentzia energetikoa baieztatzen da, Neodimioak ez duelako ezer zurgatzen 633 nm-tan (4.15 irudia)

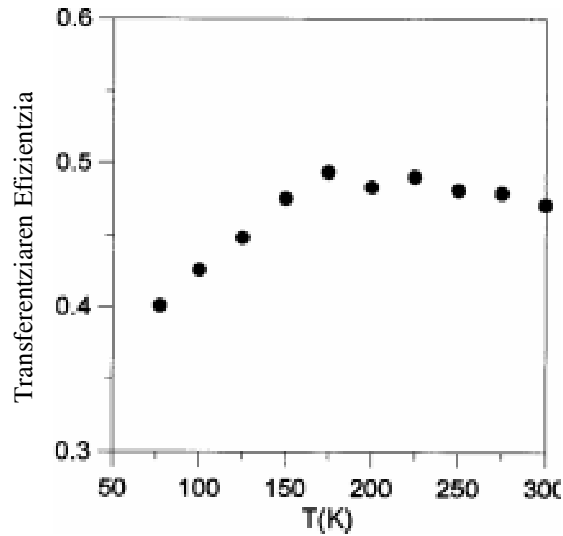


4.15 Irudia

$\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ Kromo eta Neodimioz kodopatuaren igorpen-espektroa: Kromoa kitzikatuz (633nm), Neodimioaren igorpenak ere agertzen dira (900nm eta 1060nm)

Kromoaren 4T_2 mailaren beharrezko neurtu dugu ${}^4A_2 \rightarrow {}^4T_2$ trantsizioa kitzikatuz (655nm) eta 990 nm -tan jasoz, temperaturaren menpe, Neodimiorik gabeko lagin batetan eta gero Neodimiodun beste batetan. Nabaria da Kromoaren bizi-denbora txikiagoa dela Neodimioaren presentzian, beraz Kromoak galera-bide bat duela Neodimioan zehar, eta honek ere transferentziarik badagoela egiaztatzen du.

Transferentziaren efizientzia ondoko erlazioaz kalkulatu da: $\eta = 1 - \frac{\tau}{\tau_0}$
 Hemen τ eta τ_0 Kromoaren bizi-denborak dira Neodimioarekin eta Neodimiorik gabe errespektiboki. 4.16 irudiak efizientziaren transferentzia erakusten du Temperaturaren menpe:

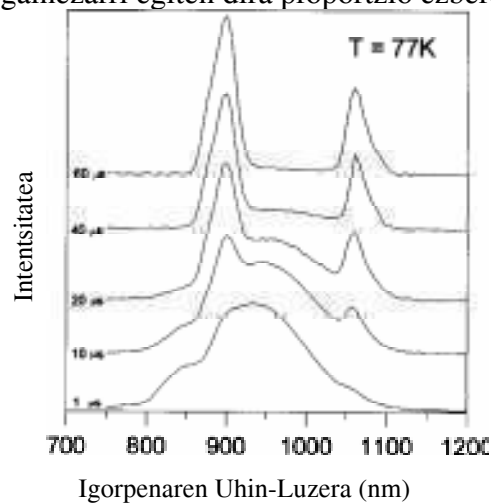


4.16 Irudia

Cr³⁺-tik Nd³⁺-rako Energi-transferentziaren Efizientzia
LGS Kristal kodopatuan, tenperaturaren menpe.

Transferentziaren erritmoa estimatzeko, denboran bereiztutako espektroak egin ditugu, 77K-etako tenperaturan eta Kromoa kitzikatuz 655 nm-tan ($^4A_2 \rightarrow ^4T_2$ trantsizioan). Hau da, igorpen espektro osoa jasoz, kitzikapen-pultsua baino denbora tarte ezberdinak beranduago (4.17 irudia). Espektro hauek, transferentzia denbora laburretan ere garrantzizkoa dela erakusten dute.

4.17 irudian espektroak elkarren ondoan erakusten dira, eskala ezberdinetan antzeko intentsitateak izan ditzaten. Benetako intentsitateak, jakina denez, gero eta txikiagoak dira zenbat eta denbora gehiago iragan kitzikapen pultsutik. 1 μ s-tan espektroak Kromoaren igorpenaren itxura du, eta 60 μ s baino beranduago Neodimioarena, Kromoa lehenago beheratzen delako ($\approx 15\mu$ s) eta Neodimioak astiroago egiten duelako ($\approx 140\mu$ s). Bitarteko denboretan biak gainezarri egiten dira proportzio ezberdinetan.

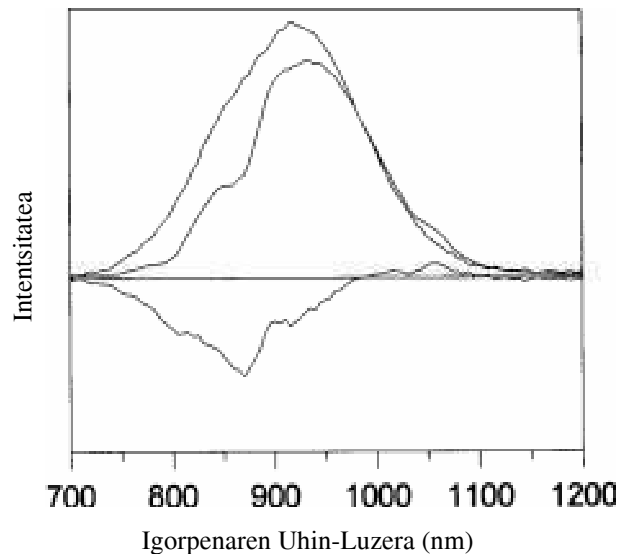


4.17 Irudia

Kromoa kitzikatuz, denboran bereiztutako espektroak.

Gainera, denboran bereiztutako igorpen espektroa kitzikapena baino 1 μ s beranduago, konparatu egin dugu Kromoa soilik duen laginean eta Kromo eta Neodimioaz kodopatutako laginean (4.18 irudia).

Kodopatuaren espektroak 800nm eta 880nm inguruetan "zulo" bi dituela nabaritzen da, justu Neodimioaren $^4I_{9/2} \rightarrow ^4F_{3/2}$ eta $^4I_{9/2} \rightarrow ^4F_{5/2}$ trantsizioen inguruetan errespektiboki. Honekin, transferentzia denbora laburretan ere (1 μ s) garrantzizkoa dela egiaztatzen da.

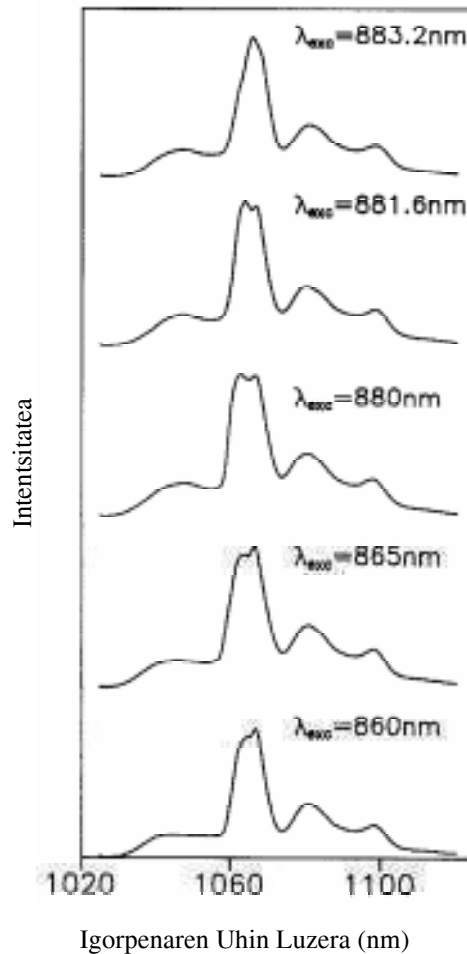


4.18 Irudia

Denboran bereiztutako igorpen espektroa kitzikapena baino 1 μ s beranduago, Kromoaz soilik (gainekoa), Kromo+Neodimioaz kodopatuta (azpikoa) eta bien arteko kendura (alde negatiboan)

Bestalde, igorpen-espektroak, 4.2K-etako temperaturan, egin ditugu Neodimioa zuzenki kitzikatuz $^4I_{9/2} \rightarrow ^4F_{5/2}$ eta $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ trantsizioan jasoz (4.19 Irudia). Irudi honetan 1065nm-ko gailurra bikoiztu egiten dela nabaritzen da. Temperatura altuagoetan ez genuen bikoizketa hau ikusi. Bikoizketa hau sakonago aztertuko dugu.

Igorpen espektro ezberdinek uhin luzera ezberdinetan kitzikatuz, osagai horien intentsitate erlatiboa aldatu egiten dela erakusten dute. Batzutan 1064nm-ko gailurra 1067-koa baino garaiagoa da eta beste batzutan alderantziz.



4.19 Irudia

Igorpen espektro jarraia 4K-etan.
1065 inguruko igorpenaren bikoizketa nabari da eta portaera irregularra du kitzikapenaren uhin luzerarekin.

Egindako kitzikapen espektroetan ere osagaiek antzeko jokabidea agertzen dute, gailur ezberdinen altuera erlatiboa aldatu egiten da.

Honelako portaera bat ezin da justifikatu grafikoetan agertzen diren osagai nagusi biak inter-Stark trantsizioak direla esanez. Trantsizioaren goi-maila, $4F_{3/2}$, energetikoki Stark osagai bitan bananduta dago baina azpimaila bi hauek elkarrengandik oso hurbil daudenez ($\Delta E \ll kT$) euren populazioak Boltzmann-en banaketaz erlazionatuta daude eta beti gorde behar dute erlazio konstantea:

$$\frac{n_g}{n_b} = \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) \quad n_{g,b} : \text{goiko eta beheko Stark-azpimailaren populazioa}$$

Osagai bi horiek "toki" kristalografiko ezberdin biri dagozkiela uste dugu, geroago laser igorpena aztertuko dugu eta 5. ataleko modelo teorikoarekin konparatuz, gure

azalpena hipotesi honekin bat datorrela ikusiko dugu.

Ezin izan ditugu "toki" bi horien espektoak bakandu, eta arrazoia bi "toki" horien energia-diferentzia oso txikia izan behar delako, gure kitzikapenaren energia-zabaleraren antzekoa edo txikiagoa dela uste dugu, eta beraz ezin dugu "toki" horietako bakoitza bera bakarrik kitzikatu eta bestea ez.

4.3.3.- LASER IGORPENA

Atal honetan, kristal honetako laser-igorpenaren ezaugarriak aztertuko ditugu: energetikoak, espektralak eta espektroaren aldaketak denboran zehar

$\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ kristalaren lagin bat eskuratu dugu Kromoz (%0.1) eta Neodimioz (%5) kodopaturik (portzentaia atomikoak). Laginaren forma zilindrikoa da 43 mm-tako luzeraduna eta 5 mm-tako diametroa, eta ez dauka estaldura antiislatzailerik bere bi muturretan.

Kristala babesteko, ponpaketa-hobiaren barruan, filtroak ipini ditugu, 475nm-tik beherako uhin-luzerak mozteko, kristalak solarizazio arazoak dituelako (erradiazio ultramoreak eragindako kolore-zentroak), bere fabrikatzaileak berak esan zigunez.

Kristala geure prototipoan ponpatu dugu, Xenonezko flash-lanparez, 120 μs -tako pultsuez (HWHM) eta erresonadore ezberdinetan:

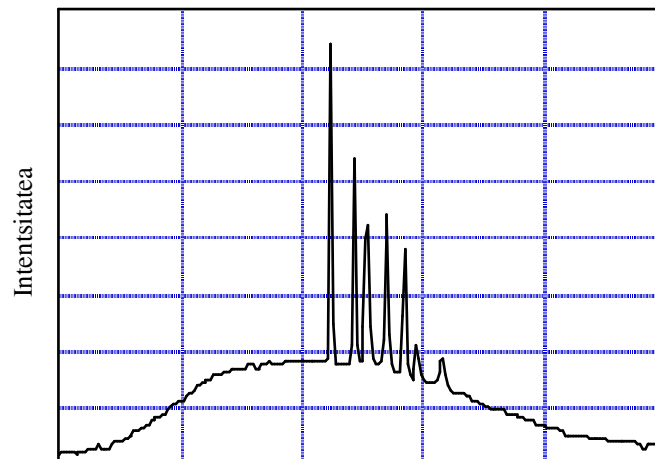
a) Erresonadore konfokala, metro bateko luzeraduna, ispilu biak oso islatzaileak 1.06 μm uhin-luzeran ($R > 99\%$), galera minimoak izateko.

b) Erresonadore plano-ahurra, metro bateko luzeraduna, atzeko ispilua oso islatzailea, metro bateko kurbadura-erradioduna, eta irteerako ispilua %90-eko islakortasunekoa, 1.06 μm uhin-luzeran, energia-kantitate gehien igorri ahal izateko.

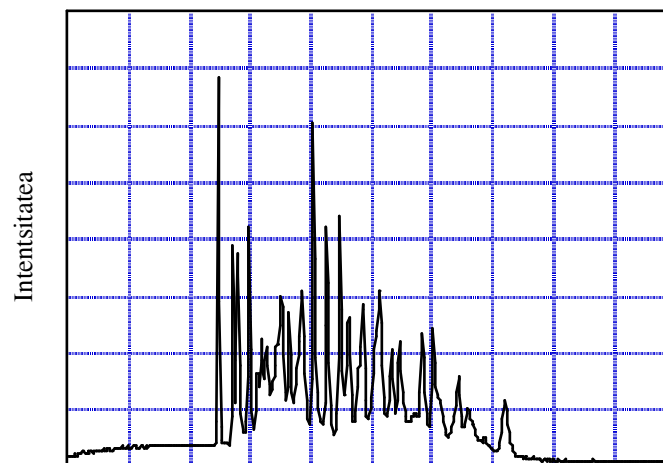
Espektroaren neurketak bigarren erresonadore honekin egin ditugu, seinale maila askoz altuagoa duelako.

Erresonadore konfokalean, Neodimioaren ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$ trantsizioaren igoerpen estimulatua lortu dugu, ≈ 15 Jouletako energi ataritik gora (kondentsadorean).

4.20 irudiak igoerpen estimulatuzko pultsu bat erakusten du, flash-lanpararen ponpaketa pultsuarekin gainezarrira. Jakina denez laser-igoerpenaren intentsitatea flash-lanparen baina askoz handiagoa da, baina seinale biak batera jasotzeko fotodiodoa norabide zehar batetan ipini da, flash lanparen argia aurrez aurre jaso dezan eta laser-igoerpena albotik.

50 μ s/div**4.20 Irudia**

Cr:Nd:LGS kristalaren laser-pultsua flash-lanpararen ponpaketa-pultsuan gainezarrita ($r=1.3$).

20 μ s/div**4.21 Irudia**

Cr:Nd:LGS kristalaren laser-pultsua ($r=2.1$).

Bibliografiako [3] erreferentzian, Kaminskiik eta bere lankideek, Neodimio hutsez dopatutako barra batetan (%5) eta Flash-lanparekin onpatuz 2 Jouletako ataria lortu zuten erresonadore konfokal batetan oso ispilukorrekin (%99.5) eta 50 cm-ko luzeraduna eta gelako tenperaturan.

Guk lortutako energiataria altuagoa izatea, gure laginak Kromoa ere baduela kontutan izanik, zenbait arrazoiengatik izan daiteke:

- a) Berak [3] erreferentzian emandako energia-ataria, beharbada lanparek igorritako energiarekiko izango da eta ez kondentsadoreko energiarekiko.
- b) Kromoaren presentziak ponpaketa-efizientziari mesede egiteaz gain kristalari defektu

edo distortsioak eragiten badizkio galerak handitu egiten dira eta beraz mesedegarri baino, kaltegarri bihur daiteke.

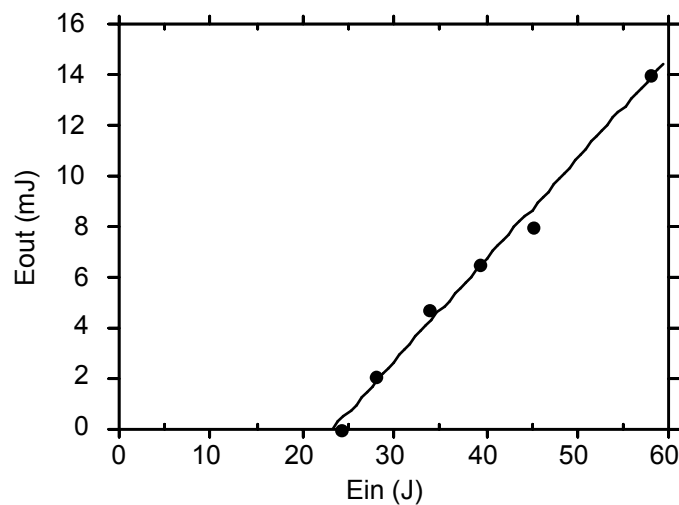
c) Lagina partzialki solarizatuta egotea, hau da, erradiazio ultramoreak kaltetua, eta kolore-zentroengatik bere transparentzia gutxitua egotea. Efektu hau geuk ere konprobatu ahal izan dugu, kristala erabiltzen genuen heinean bere laser ataria goraka joan dela egiaztatu baitugu.

d) Hobiaren barruko filtroak erabiltzea, ponpaketa-bandak murrizten dituztelako.

e) Barrak bere bi aldeetan estaldura antiislatzailerik ez izatea.

Ez dugu uste erruduna gure prototipoaren ponpaketa-efizientzia denik, Nd:YAG-arekin kalibratu genuenean emaitza onak eman zizkigulako.

Erresonadore hemisferikoarekin, metro bateko luzeraduna, atzeko ispilua oso isladatzailea, metro bateko kurbadura-erradioduna, eta irteerako ispilua laua, %90-eko islakortasunekoa, 24 Jouletako energia-ataria lortu dugu (kondentsadorekoa). Energia maximoarekin ponpatzerakoan, (gure prototipoan 60 J) irteerako izpiak 14 mJ-tako energia igorri du. Elektrikotik optikorako efizientzia energetikoa %0.023 eta malda %0.4 emanez.



4.22 Irudia

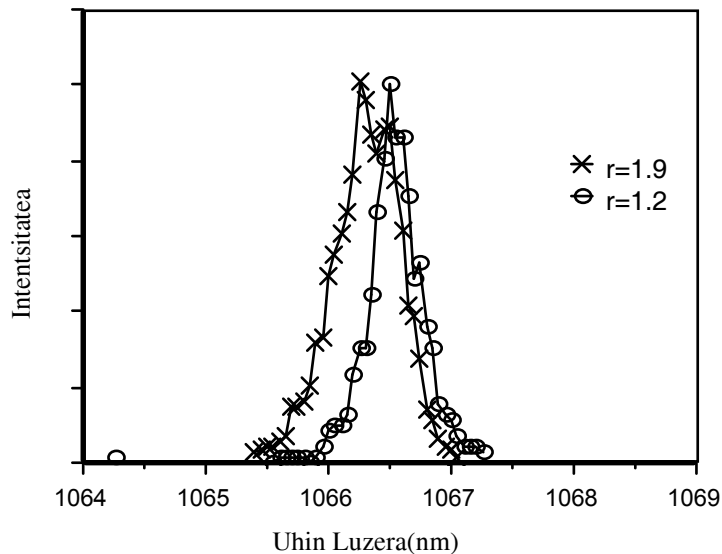
Laser-pultsuen energia optikoa kondentsadoreko deskarga-energiaren menpe

Laser igorpenaren espektroa neurtzeak beti arazo handiak sortu dizkigu, oso ezegonkorra izan delako, batez ere maximotik hurbileko uhin luzeretan. Batezbestek egiterakoan oso pultsu-kopuru handiak hartu behar izan ditugu (100 pultso/puntu) neurketa fidagarria izan dadin, eta honek asko luzatu du neurketa bera, 0.25 Hz-tako maiztasunaz egiten genuelako (pultsu bat lau segundoro).

[26] erreferentzia Neodimio hutsez dopaturiko kristal honetan laser-igorpena lortzen du bi uhin luzera ezberdinetan batera: 1064 eta 1067 nm.

Igorpen estimulatuaaren espektroak gailur bakar bat erakusten du 1066.5nm inguruan.

Espektroaren maximoa ponpaketarekin λ txikiagoetarantz pixka bat desplazatzen da eta bere zabalera handitu egiten da noranzko berean (0.4nm $r=1.2$ -rekin eta 0.7nm $r=1.9$ -rekin)



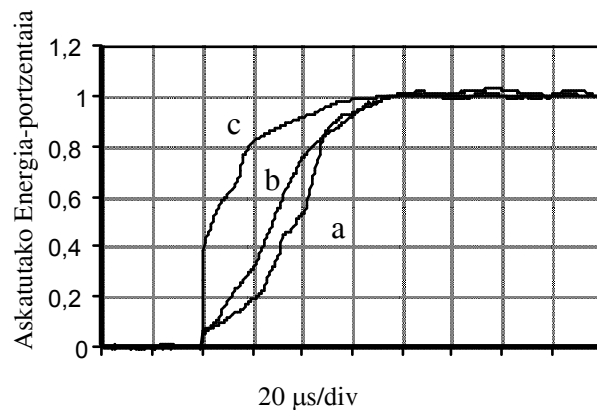
4.23 Irudia

Cr:Nd:LGS kristalaren igorpen estimulatuaaren espektroa:
laser-ataria gaindituz (o) 1.2 bider eta (x) 1.9 bider.

Uhin luzera bakoitzean lortutako seinalea integratzen bada eta gero denboran zeharreko normalizazioa egiten bada, uhin-luzera bakoitzaren energia-askapenaren erritmoaren grafikoa lortuko da (4.24 Irudia).

Konpara ditzagun, ponpaketa maximoan, hiru uhin luzeraren energia-askapenaren erritmoak : 1065.6, 1066.3 eta 1067nm. Hiru uhin luzera hauek espektroaren ezker aldeko erdiko eta eskuinaldeko uhin luzerak dira:

Uhin luzera handiko alboan (1067nm), energia, pultsuaren hasieran askatzen da gehienbat eta gutxiago amaieran. Uhin luzera txikiko alboan (1065.6nm), alderantziz, energia, pultsuaren hasieran gutxiago askatzen da eta gehiago amaieran. Erdiko uhin luzeran (1066.3) igorpenak albo bietako igorpenen bitarteko itxura dauka.



4.24 Irudia

Hiru uhin luzeraren energia-askapenaren erritmoak:
 a) erdikoa baino λ txikiagoa, b) erdikoa, y c) handiagoa.
 (laser-ataria 1.9 bider gaindituz)

Aldakuntza hau jarraia da, hau da, zenbat eta handiagoa izan uhin luzera, gorago irteten da bere askapen-erritmoaren grafikoa, eta zenbat eta txikiagoa izan uhin luzera beherago irteten da bere askapen-erritmoaren grafikoa.

Portaera honek espektroa denboran zehar desplazatu egiten dela adierazten du.

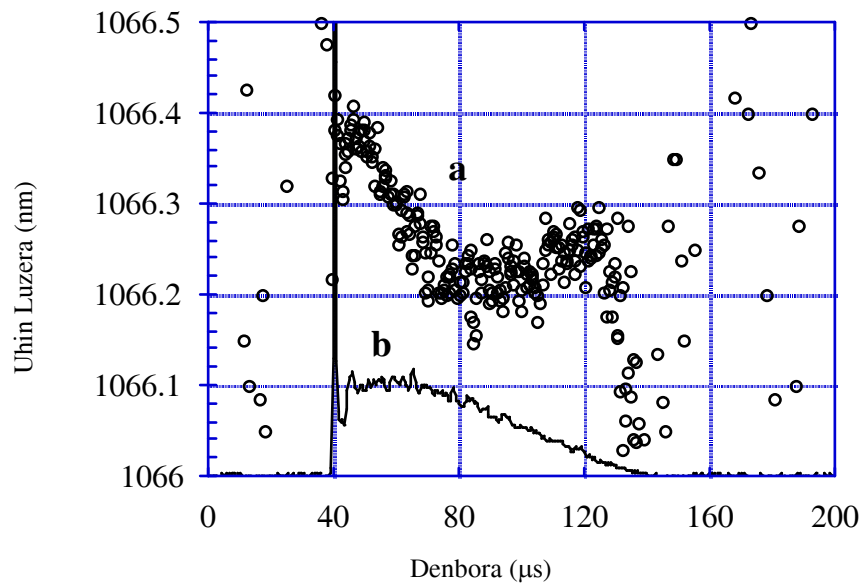
Denboran zeharreko desplazamendu hau, eta espektroa ponpaketarekin desplazatu eta zabaltzea, noranzko berekoak dira eta beraz, bat datoz.

Laser espektroaren denboran zeharreko desplazamendua egiaztatzeko, espektroaren lehen momentua (edo batezbeste pisatua edo zentroidea) kalkulatu dugu, eta bere eboluzioa denboran zehar.

4.25 irudian laser espektroaren desplazamendua ia 2.5\AA -ekoa dela ikus daiteke lehen $50\ \mu\text{s}$ -etan. Gero egonkorrago bihurtzen da eta ez da asko gehiago desplazatzen, edo ia atzeraka egiten du. Ponpaketa-pultsua amaieraldean nahikoa moteltzen delako uste dugu.

Laser-igorpena baino lehen eta ondoren ($t < 40\ \mu\text{s}$ y $t > 140\ \mu\text{s}$) jasotako seinalea oso ahula da eta zarata baino ez da, beraz, bere lehen momentuak ez du zentzurik eta puntu aleatorioak ematen ditu.

Neurketa hau erresonadore konfokalean egin dugu eta ponpaketa-energia maximoaz: 60J. Seinalea 24 pultsuren batezbestekoa da uhin luzera bakoitzerako, 0.5\AA -ero, eta intentsitaterako uhin luzera guztien kontribuzioen batura egin da.



4.25 Irudia

Laser-espektoaren lehen momentuaren eboluzioa denboran zehar (a) eta igorritako intentsitatearen batezbestea (b)

Bosgarren atalean ikusiko dugunez, portaera hau trantsizio ezberdin bitako modelo batekin azal daiteke. Trantsizio bi horien populazioak independenteak badira (energia-transferentziarik gabeak) eta euren igorpenak oso hurbilak eta solapatuak, eta bizi-denbora edo kontzentrazio ezberdinak badituzte, laser-igorpenaren espektoak kualitatiboki honelako jokabidea du.

Trantsizio bi hauek 4.19 irudiko igorpen-espektoan 1060nm eta 1070nm artean ikusten diren osagai nagusi biak izan daitezke, eta tenperatura altuagoetan nabaritzen ez direnak.

4.4.-KALTZIO NIOBIO ETA GALIOZKO GRANATEA (CNGG)

4.4.1.- MATERIALEAREN HITZAURREA

Neodimioz dopatutako egoera solidozko laser-materiale bezala granateek beste kristal askok baino ezaugarri hobeak dituzte. Isotropoak dira, gogorak, kalitate optiko onekoak eta eroaletasun termiko hobea daukate.

Euren formula kimikoa honakoa da : $A_3B_2C_3O_{12}$. Hemen A, B eta C elementu kimiko metaliko ezberdinak izan daitezke.

Laser aplikazioetan gehien hedatuta dagoen kristala granatea da: YAG edo Yttrium, Aluminium Garnet ($Y_3Al_5O_{12}$), baina badaude beste kristal batzuk aplikazio puntualetarako YAG-ek baino ezaugarri hobeak dituztenak (Hitzaurrearen 1.4 atala ikusi)

Garrantzia duen beste ezaugarri bat eta kontutan hartu beharrekoa, kristalen fusio-puntua da; zenbat eta altuagoa izan, teknologikoki zailagoa da kristal hori sintetizatzea eta haztea eta beraz garestiagoa da.

Kristal berriak bilatzen ditugunean, YAG-ak duen eroaletasun termiko altua eta GSGG-ak duen efizientzia altua flash-lanparekin ponpatua, eta igorpen-azalera efikaz handia konbinatzen dituen kristalak aurkitu behar ditugu, baina fusio-puntuak baxuak interesatzen zaizkigu, honek dakarren abantaila teknologikoaz.

1986 urtean CNGG granatea proposatu zen $Ca_3(Ga,Nb)_2Ga_3O_{12}$, bere fusio puntua $1460\text{ }^\circ\text{C}$ da, kubikoa, baina egitura desordenatuzkoa. Neodimioz dopatuta laser-igorpenarako duen gaitasuna ona da [43]. Kromo eta Neodimioz kodopatuta ere efizientzia ona du [44]. Geure departamentuko lankide batzuk, kristal honetantxe, Kromoz, Neodimioz eta biak elkarrekin kodopatuz ikerketa espektroskopiko sakona egin zuten [45].

Kitzikapen selektibozko lanak ere badaude Neodimioaren "toki" ezberdinak bereizteko [44-46], eta Nd^{3+} ioia sare kristalinoaren posizio ezberdinetan kokatzen dela frogatzen dutenak, eta posizio ezberdin horietako bakoitzak eremu kristalino ezberdina jasaten duenez, bakoitzaren igorpenak pixka bat desplazatuta daude.

Diodoz ponpaturik CNGG-k YAG-aren efizientzia gainditu du, baina Neodimio hutsez dopatuak biak [47].

Gainera, CNGG-ren egitura desordenatua aprobetxatuz, potentzia handiko pultsuen generazioa ere frogatua izan da, eta Nd:beiratan baino ohizko disparo maiztasun handiagoetan [48]. Pikosegundotako pultsuak sortzen dituzte flash-lanparez ponpatuz, eta mode locking pasiboarekin (absorbatzaile asegarriarekin) Nd hutsez dopatutako CNGG kristalean.

Europioaren lumineszentzia ere ikertu izan da matrize honetan [49], eta bertan CNGG-ren egitura desordenatua azpimarratzen da, eta Eu^{3+} -ioiaren "toki" kristalografiko ezberdinak aurkitu dira.

Kristal honen ezaugarri termodinamikoak, bero espezifikoak, dilatazio-koefizienteak, eta abar ondo aztertuta daude [50].

Kristal hauen egitura ulertzeko eta honelako kristalen egitura hobetu ahal izateko, Neodimioa bezalako ioien ezaugarri espektroskopikoak zehazki aztertu behar dira. [44,45] erreferentzietan Neodimioak gutxienez lau posizio kristalografiko ezberdin har ditzakeela frogatzen da. Eta gutxienez sei [46] erreferentzian.

CNGG Cr^{3+} eta Nd^{3+} -z kodopatzek laser-igorpenean duen eragina ikertzen saiatu gara, baina lagin kodopatuan ez genuen lortu igorpen estimulatuturik, ziuraski laginaren egoera txarragatik (solarizazioa). Dena den [44] erreferentzian Nd^{3+} -aren igorpen estimulatua lotu da Kromoz ere kodopatutako lagin batetan.

Hortaz, kasu honetan, Neodimio hutsez dopatutako lagin bat aztertu dugu, eta bertan Neodimioaren posizio kristalografiko ezberdinen efektua laser-igorpenean ikertu dugu [51].

Laser igorpenean batera agertzen diren bi osagaiak Neodimioaren "toki" ezberdin bi izan daitezkeen ala Stark azpimaila ezberdinen arteko trantsizioak izan daitezkeen.

Posibilitate bi horien artean erantzun bat aukeratzeko, laser-igorpenaren espektroaren neurketak egin ditugu denboran bereiztuta.

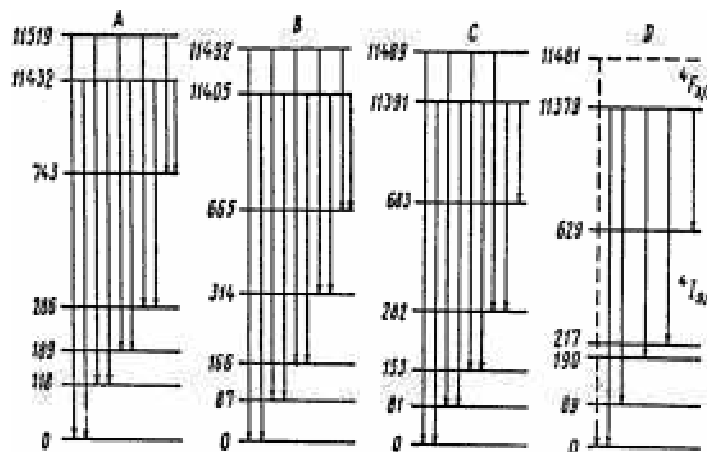
Eskuratu ditugun kristal honen laginak Moskuko Errusiar Zientzien Akademiaren Kristalografia institutuan, Czochralski metodoaz sintetizatuak izan dira.

Azpimarra ditzagun 4.26-c, diagraman $4F_{3/2}$ mailaren Stark-azpimaila bien energiak: 11480 eta 11520 cm^{-1} .

Erreferentzi berriago batetan [44] Voron'ko eta bere lankideek Neodimioaren gailurren zabalpen inhomogeneoaren izaera zehazkiago ikertzen dute, laser-kitzikapen selektiboa erabiliz $4I_{9/2} \rightarrow 4G_{5/2}$, $2G_{7/2}$ trantsizioan (590 nm inguru) eta $4F_{3/2} \rightarrow 4I_{9/2}$ trantsizioaren igorpena jasoz (880 nm inguru). Tamalez ez dute $4F_{3/2} \rightarrow 4I_{11/2}$ trantsizioa aztertzen, horixe baita guri gehien interesatzen zaiguna.

Kitzikapenaren selektiboaren uhin-luzera ezberdinetarako, igorpen espektro ezberdinak lortzen dituzte, eta kitzikapen ez-selektiboaz eginda lortutako igorpen-espektroa guzti horien nahasketa dela nabarmentzen dute, gailur pila batekin. Gailur horietako batzuek toki ezberdinetako igorpenak dira.

Neodimioaren lau "toki" ezberdinen igorpenak bereiztea lortzen dute, eta horietako bakoitzarentzat energia-mailen bereizketaren diagrama osatzen dute.(4.27 irudia)



4.27 Irudia

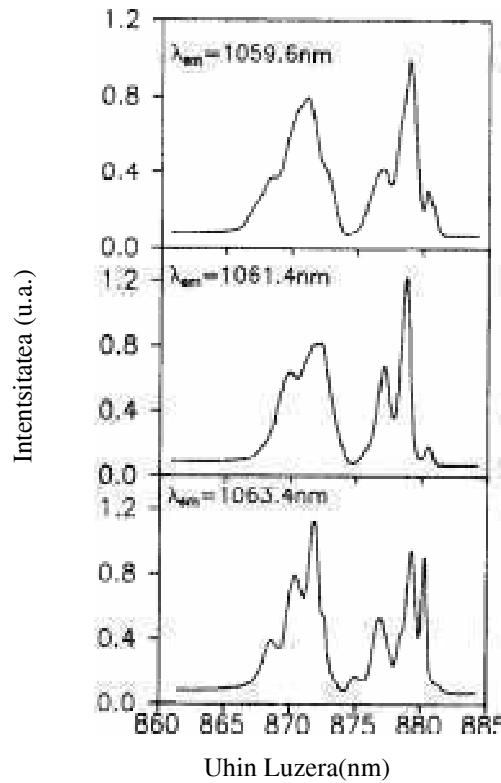
Nd^{3+} -aren $4F_{3/2}$ eta $4I_{9/2}$ maila energetikoen Stark-bereizketaren diagrama CNGG-ren sarearen lau toki ezberdinetarako [44]

Emaitza honek Kaminskii eta bere lankideen interpretazioa [43] sinpleegia eta zehaztasun gutxikoa zela frogatzen du.

Begiratu bitez $4F_{3/2}$ mailaren Stark-azpimaila bien energien diferentzia minimoa 87 cm^{-1} -ekoa dela (87 A eta B tokietan, 98 C -n eta 102 D-n), eta ez Kaminskii-k emandako 40 cm^{-1} -ak. Beharbada Kaminskii-k lortutako gailurretako batzuk toki ezberdinei dagozkie eta ez Stark-azpimaila ezberdinen arteko trantsizioak soilik.

Gure departamentuko lankide batzuk, baita ere kitzikapen selektiboa erabiliz, Nd^{3+} -arentzako CNGG-ren baitan gutxienez lau toki ezberdinen presentzia nabaritzen dute [45].

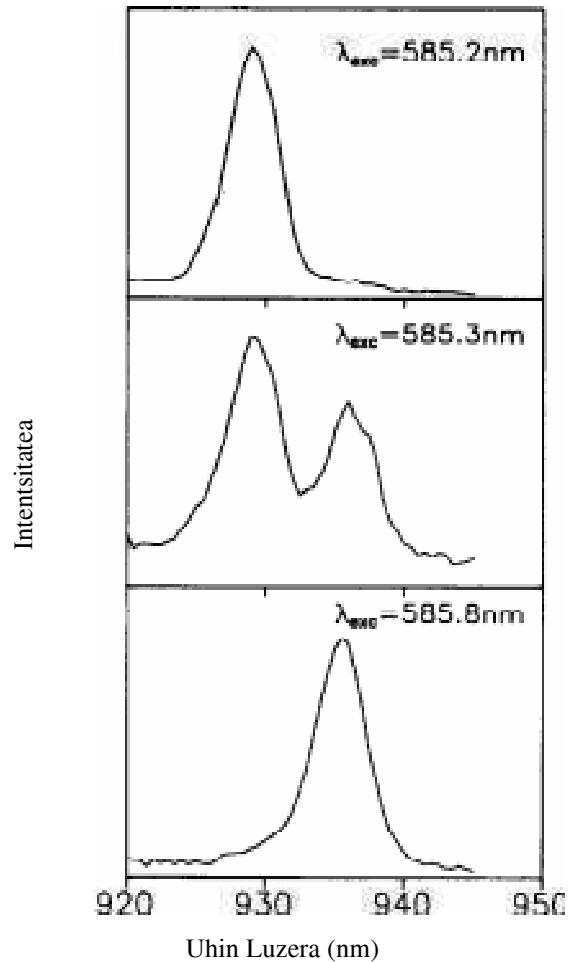
4.28 irudian gutxienez lau osagai nabaritzen dira ${}^4F_{3/2}$ -energia-mailaren Stark-azpimaila bietako bakoitzean, eta bere eboluzio irregularra igorpenaren uhin luzerarekin, zuzenean ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ trantsizioaren igorpen espektroa jasoz.



4.28 Irudia

Nd^{3+} -aren kitzikapen espektroak CNGG kristalean 4.2K-etan eta ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ trantsizioaren hiru uhin luzera ezberdinetan jasoz [45]

Erreferentzia berean [45], CNGG-ren barruko toki horietako biren igorpen-espektroak bereiztea lortzen dute. 4.29 irudian ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ trantsizioeko stark-azpimaila baten igorpena erakusten da, kitzikapen selektiboa erabiliz, hau da, uhin luzera pixka bat ezberdinekin kitzikatuta.



4.29 Irudia

Neodimioak CNGG-tan duen ${}^4F_{3/2}$ mailaren Stark-azpimailetako baten igorpen espektroa ${}^4I_{9/2}$ mailara erortzen denean, kitzikapen ezberdinekin lortua [45]

Interpretazio hau baieztatzen [46] erreferentziak sei toki ezberdinen bereizketa egiten du eta guztien energia-mailen diagramak erakusten ditu.

4.4.3.- LASER IGORPENA

Atal honetan Neodimioak CNGG kristalean duen igorpen estimulatua ezaugarri energetiko, espektral eta tenporalak erakutsiko dira.

Lehenik CNGG ($\text{Ca}_3(\text{Ga,Nb})_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$) barra bat eskuratu genuen Kromoz eta Neodimioz kodopatuak, baina ez genuen laser-igorpenik lortu, ziur aski kristalaren egoera txarragatik (solarizazioa).

Geroago CNGG-ren beste barra bi eskuratu ditugu baina Neodimio hutsez dopatuak. (%1 eta %5 portzentaia atomikoak) forma zilindrikodunak 6 mm-tako erradiodunak eta 43 eta 45 mm-tako luzeradunak. Barrek ez zeukaten estaldura antiislatzailerik bere muturretan.

Kristala babesteko, ponpaketa-hobiaren barruan, filtroak ipini ditugu, 475nm-tik beherako uhin-luzerak mozteko, kristalak solarizazio arazoak dituelako (erradiazio ultramoreak eragindako kolore-zentroak), bere fabrikatzaileak berak esan zigunez.

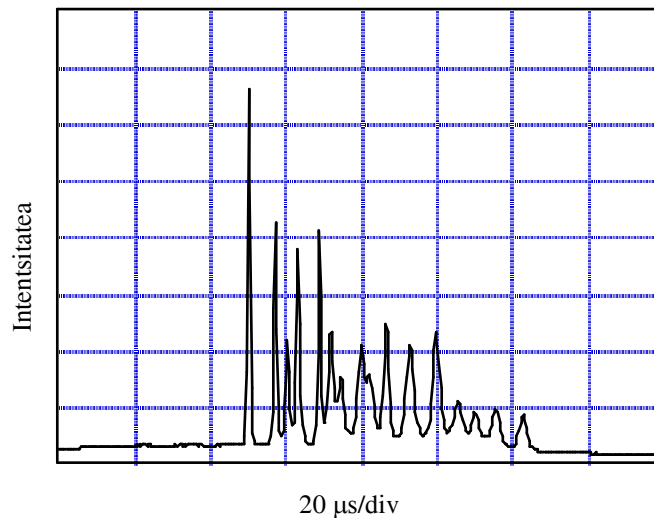
Kristala geure prototipoan ponpatu dugu, Xenonezko flash-lanparez, 120 μs -tako pultsuez (HWHM) eta erresonadore ezberdinetan:

a) Erresonadore konfokala, metro bateko luzeraduna, ispilu biak oso islatzaileak 1.06 μm uhin-luzeran ($R > 99\%$), galera minimoak izateko.

b) Erresonadore plano-ahurra, metro bateko luzeraduna, atzeko ispilua oso islatzailea, metro bateko kurbadura-erradioduna, eta irteerako ispilua %90-eko islakortasunekoa, 1.06 μm uhin-luzeran, energia-kantitate gehien igorri ahal izateko.

Espektroaren neurketak bigarren erresonadore honekin egin ditugu, seinale maila askoz altuagoa duelako.

Erresonadore konfokalean, Neodimioaren $4F_{3/2} \rightarrow 4I_{11/2}$ trantsizioaren igorpen estimulatua lortu dugu, 13 Jouletako energi ataritik gora Nd%1-eko barrarekin eta 15Jouletakoa Nd%5-eko barrarekin (kondentsadorean).

20 μ s/div**4.30 Irudia**Nd:CNGG-ren laser-igorpna erresonadore konfokalean ($r=3$).

Bibliografiako [43] erreferentzian, Kaminskii-k eta bere lankideek, Neodimio hutsez dopatutako barra batetan (%2) eta Flash-lanparekin ponpatuz 1.3 Jouletako ataria lortu zuten erresonadore konfokal batetan oso ispilukorrekin (%99.5) eta 50 cm-ko luzeraduna.

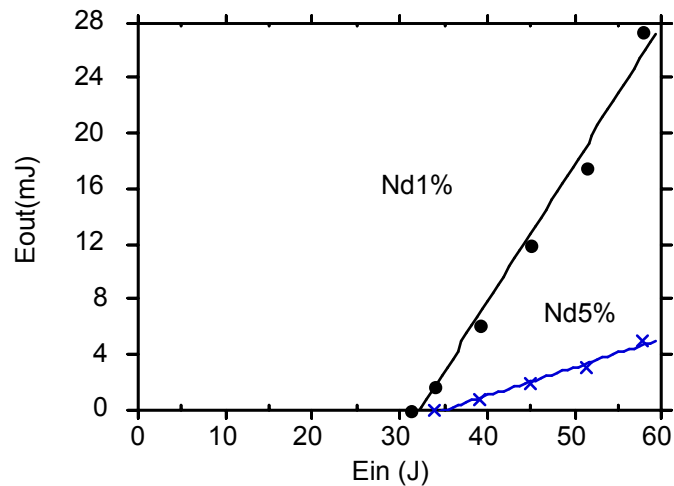
Guk lortutako energiataria altuagoa izatea zenbait arrazoiengatik izan daiteke:

- Berak [43] erreferentzian emandako energiaataria, beharbada lanparek igorritako energiarekiko izango da eta ez kondentsadoreko energiarekiko.
- Lagina partzialki solarizatuta egotea, hau da, erradiazio ultramoreak kaltetua, eta kolore-zentroengatik bere transparentzia gutxitua egotea.
- Hobiaren barruko filtroak erabiltzea, ponpaketa-bandak murrizten dituztelako.
- Barrak bere bi aldeetan estaldura antiislatzailerik ez izatea.

Ez dugu uste erruduna gure prototipoaren ponpaketa-efizientzia denik, Nd:YAG-arekin kalibratu genuenean emaitza onak eman zizkigulako.

Erresonadore hemisferikoarekin, metro bateko luzeraduna, atzeko ispilua oso islatzailea, metro bateko kurbadura-erradioduna, eta irteerako ispilua laua, %90-eko islakortasuneko, ondoko emaitzak lortu ditugu:

Nd ³⁺ Kontzentrazioa	Ataria (J)	E _{max.} (mJ) (Ein 60J)	Efizientzia Energetikoa	Malda
%1	31	25	0.04%	0.09%
%5	34	5	0.01%	0.02%



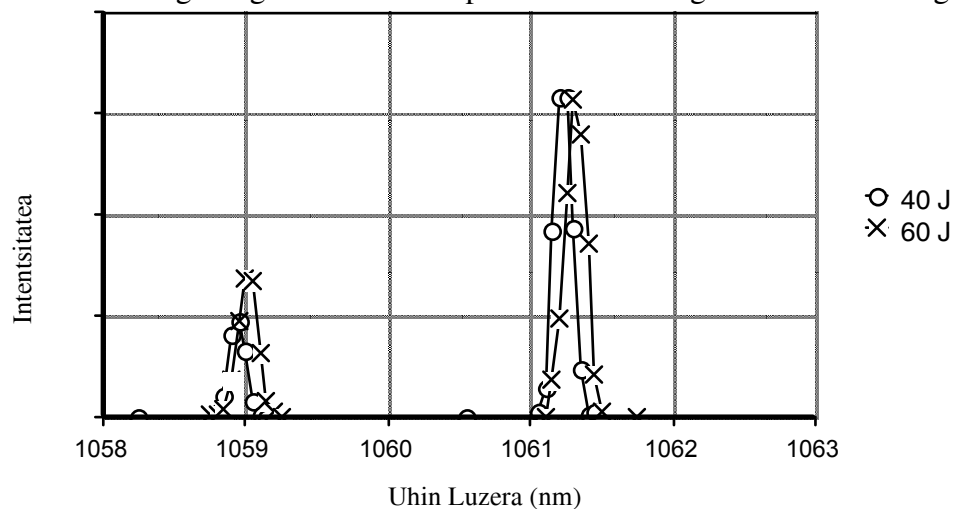
4.31 Irudia

Laser-pultsuen energia optikoa ponpaketaren kondentsadoreko energia elektrikoaren menpe.
CNGG kristalean eta Nd^{3+} -aren bi kontzentrazio ezberdinetan

Aurrerantzean %1-eko barraren emaitzak erakutsiko ditugu soilik, berak duelako efizientzia hobea, eta biek oso ezaugarri antzekoak dituztelako.

Laser-igorpenaren espektroak gailur bakar bat erakusten du 1061.2nm inguruan ponpaketak ataria gutxigatik gainditzen duenean (31 J), eta bigarren gailur bat ere 1059nm inguruan, ponpaketa handiagoa denean (>36J). Biek dute $\approx 0.2\text{nm}$ -tako zabalera gutxi gora behera eta ponpaketarekin aldatzen ez dena.

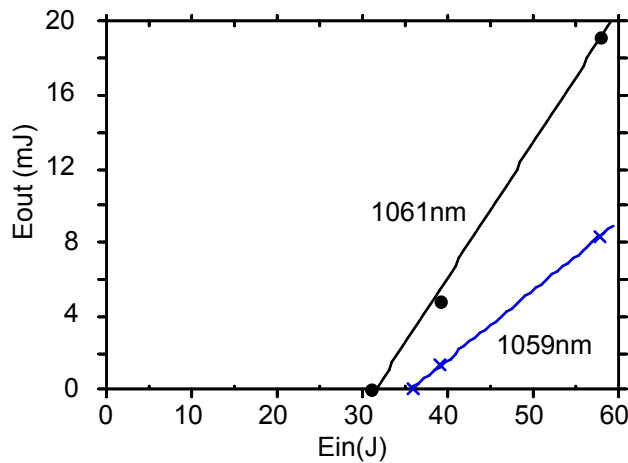
Bestalde, 1059nm-tako gailurraren intentsitate erlatiboa hazi egiten da ponpaketarekin, eta gailur bien intentsitateak gero eta berdinoagoak dira ponpaketa handiagoekin. 4.32 irudian erakusten denez, 40 J-tako ponpaketaz, 1059-ko igorpenaren gailurrak 1061-koaren intentsitatearen herena du, eta 60 J-tako ponpaketaz, 1061-koaren intentsitatearen erdia gutxi gora behera. Ponpaketa handiekin gero eta berdintsuagoak dira.



4.32 Irudia

Nd:CNGG-ren laser-igorpenaren espektroa ponpaketa maila ezberdin bitan.

Laser-igorpeneko gailurretako bakoitzak atari eta efizientziak ezberdinak ditu; independenteak direla ematen du.

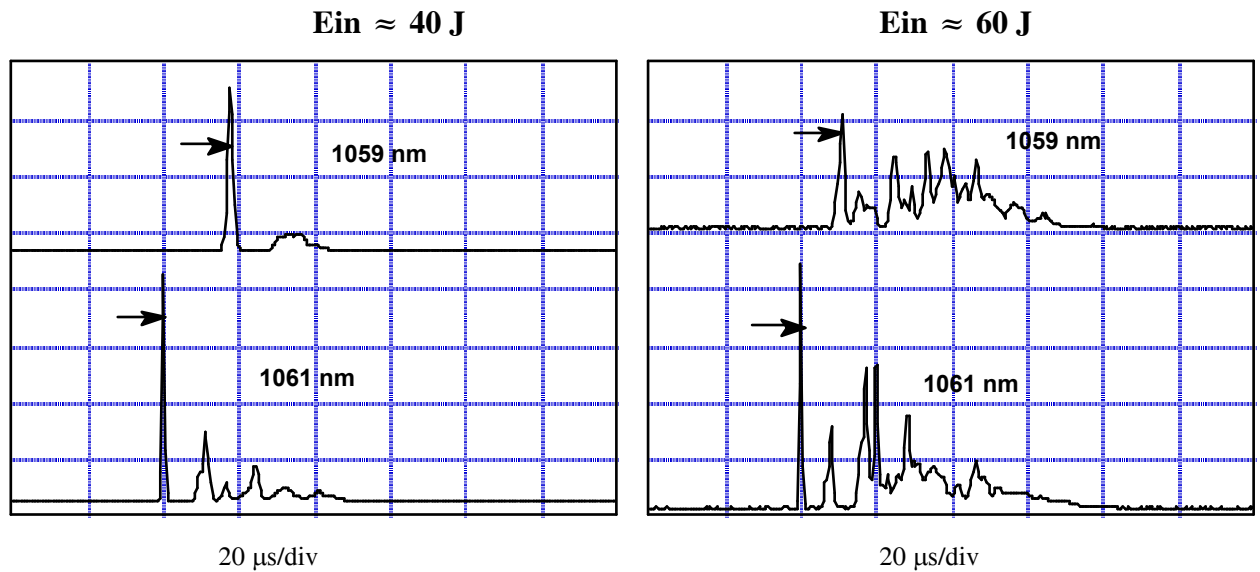


4.33 Irudia

Nd^{3+} :CNGG-ren laser igoenaren energia ponpaketaren energiaren menpe, espektroan ageri diren bi gailurretarako. Argi dago biek laser-atari ezberdinak dituztela.

Bestalde, laser-pultsu bakar baten eboluzioa aztertzen badugu, denboran zehar, bi igoenak batera gertatzen direla ikusten da, baina 1059-ko igoena 1061.2-ekoa baino beranduago hasten dela argi ikus daiteke. Euren arteko diferentzia 25 edo 30 μs -takoa da justu 1059-koaren atariaren gainetik (36J: $E/E_{\text{thr}} \approx 1.16$), eta txikiagoa ponpaketa altuagorekin: $\approx 18\mu\text{s}$ $E/E_{\text{thr}} \approx 1.25$ denean, $\approx 11\mu\text{s}$ $E/E_{\text{thr}} \approx 2$ denean, eta $\approx 7\mu\text{s}$ $E/E_{\text{thr}} \approx 4.4$ denean (erresonadore konfokalarekin).

4.34 irudian erakusten denez igoen bien arteko desfasea nabarmena da. Irudi honetako laser-pultsuak Nd%1-eko barraz eta erresonadore hemisferikoan lortu dira eta uhin luzera bakoitzean euretako 32-ren batezbestea da hemen erakusten dena.



4.34 Irudia

Laser pultsuen intentsitatea denboraren menpe, eta uhin luzera bietan (Goikoa 1059-nm eta behekoa 1061-nm). Bien arteko desfase argia ikusten da, baina desfasea txikiagoa da ponpaketa handiagoetan:

$18 \mu\text{s} \approx 40\text{J}$ -rekin eta $11 \mu\text{s} \approx 60\text{J}$ -rekin,

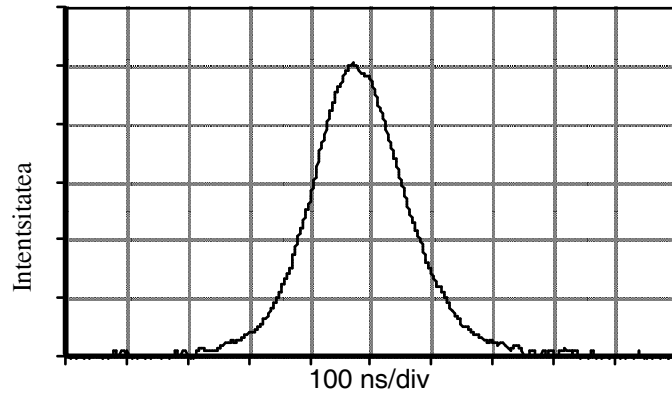
Bi laser independentek ere honelako portaera izango lukete.

Bosgarren atalean, "Laser Igorpenaren Interpretazioan", ikusiko dugunez, honelako portaera laser-trantsizio independente bi kontutan hartutako modelo batekin interpretatu daiteke, baina trantsizio bien goi-mailek euren arteko transferentziarik ez dutenak, bizi-denbora edo kontzentrazio ezberdinak dituztenak, eta igorpenen solapatze txikia dutenak. Atal horretan, laserraren ekuazio dinamikoaren ebazpen numerikoaren emaitzak aurkeztuko dira honelako baldintzetan.

Q-switch:

Kristal honekin ere, Q-switch (edo galera-konmutazio), pasiboa lortu dugu, Kodak-en ref-14015 absorbatzaile asegarria tartekatuz. Absorbatzailea 1,2-dikloroetanotan disolbatu dugu, 0.1 gr/l -ko kontzentrazioaz, 1mm-ko lodieradun ontzi batetan, erresonadorearen barruan eta irteerako ispilutik hurbil (%90-ekoa eta laua).

55 Jouletako ponpaketaz 1 mJ-tako irteerako pultsuak lortu ditugu 170 ns-tako iraupenez, eta beraz, gailurreko potentzia 6 KW baino gehixeagokoa.



4.35 Irudia

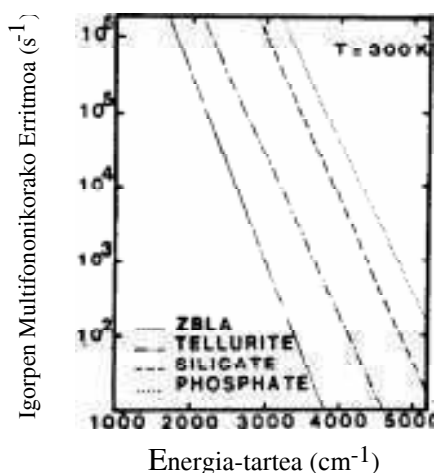
Nd:CNGG-ren laser-pultsua Q-switch pasiboaz.

4.5.-"BIGaZLuTMn" BEIRA FLUORUROA

4.5.1.- MATERIALEAREN HITZAURREA.

4.1 atalean beira fluoruroen ezaugarri pasibo paregabeak aipatu ditugu, fibra optikoetan erabili ahal izateko. Hala ere laser-ezaugarri interesgarriak ere badituzte.

Ioi aktiboen kontzentrazio altu samarrak onartzen dituzte, errefrakzio indizeak baxuak dira ($n \approx 1.5$) eta infragorrian oso gardenak dira. Bestalde, beira hauetako fonoi-energia txikia da ($\approx 500\text{cm}^{-1}$) beste beira oxido batzuekin konparatuta, adibidez silikatoak, fosfatoak, edo teluritoak ($\approx 800\text{-}1000\text{ cm}^{-1}$), eta beraz igorpen ez erradiatiborako probabilitate txikiagoak dituzte, hau da, efizientzia kuantiko handiagoa [52-57].



4.36 Irudia

Igorpen Multifononikorako erritmoak energia-tartearen menpe, materiale beiraki ezberdinetarako: fosfato, silikato, telururo eta fluoruro (ZBLA). [11]

Gehien aztertu diren beira fluoruroak FluoroZirkonatoak izan dira: [57] erreferentzian beira FluoroZirkonaten sintesia, egitura eta Neodimioaren ezaugarri espektroskopikoak beira hauetan aztertzen dira.

FluoroZirkonatozko fibrak matrize bezala erabilia ioi ezberdinen laser igorpenak lortu dira: Neodimio [63,64], Erbium [65-70], Tulio [71-73], Holmio [74,75], Praseodimio [76] eta Yterbio [77] diodo-laserrez ponpatuak. "Bulk" formatuan Neodimioaren laser-igorpena lortu da Alejandrita-laserraz ponpatua [54].

Duela gutxi beste beira fluoruro batzuk, Metale Astuneko Beira Fluoruro batzuk baina Zirkoniorik gabekoak, Bario-Indio eta Galioan oinarritutako beira fluoruroak hain

zuzen, FluoroZirkonatoak baino igorpen ez erradiatiborako probabilitate txikiagoak oraindik, gardentasun handiagoak eta airearen edo ur-lurrunaren korrosioaren aurkako erresistentzi handiagoak [11,78].

Geuk ikertu dugun beira, BIGaZLuTMn, azken mota honetako beira bat da: Bario-Indio eta Galioan oinarritutako Zirkoniorik gabeko Metale Astunezko Beira Fluoruroa.

Honelako beiretan, guk dakigula, ez du inork lortu laser-igorpenik guk baino lehenago [79].

BIGaZLuTMn beira Fluoruroa ikertu dugu Neodimioz dopatua eta Kromo eta Neodimioz kodopatua.

Neodimioaren ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ trantsizioa ($\approx 1.06 \mu\text{m}$) ezagutzen direnetatik efizienteena da eta gelako tenperaturan laser-ataririk txikiena duena. Neodimioaren ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$, trantsizioaren ikerketa zabala, laser aplikazioetarako, matrize beiraki ezberdinetan [58-60] erreferentzietan ematen da.

Neodimio³⁺ ioiaren ezaugarri espektroskopikoak ikertzea Zirkoniodun edo Zirkoniorik gabeko Metale Astunezko Beira Fluoruro batzutan, geure departamentuko lankide batzuk egindako lana da [13,14,61].

Kromoaren, Neodimioaren, eta $\text{Cr}^{3+}:\text{Nd}^{3+}$ kodopatzearen ezaugarri espektroskopikoen ikerketa luze eta sakona, gurea bezalako beira batetan, BIGaZYTZr, gure departamentuko lankide batzuk egindako [53] erreferentzian erakusten da, baina ez da laser-igorpenik lortzen. Kromo eta Neodimioz kodopatzeari dagokionez, erreferentzia horretan absortzio-espektroa erakusten da, $\text{Cr}^{3+} \rightarrow \text{Nd}^{3+}$ transferentzia badagoela frogatzen da eta bere efizientzia 0.7 ingurukoa dela kalkulatzen da (Neodimioaren %1-eko kontzentrazioaz). Transferentziaren erritmoa estimatzeko Kromoa kitzikatu eta denboran bereiztutako igorpen espektroak erakusten dira, eta transferentziak lehenengo mikrosegundotik garrantzia baduela frogatzen da. Bestalde, Neodimioaren kontzentrazio optimoa %1-ekoa dela frogatzen da gelako tenperaturan "quenching" edo biziraupenaren laburpena minimoa izan dadin.

Honako lan honetan lehenengoz aurkezten da Neodimioaren laser-igorpena Bario-Indio eta Galioan oinarritutako Zirkoniorik gabeko Metale Astunezko Beira Fluoruro batetan.

Laser-igorpena flash-lanparekin ponpatua lortu da honelako barra bitan: Neodimio hutsez dopatutako BIGaZLuTMn barra batetan eta Kromo eta Neodimioz kodopatutako batetan.

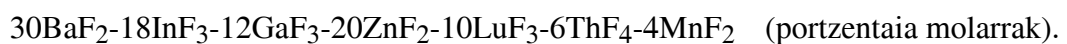
Beira honetan, laser-igorpenaren ezaugarri energetiko eta espektralak ikertu ditugu.

Bestalde, Neodimio ioiaren igorpen-espektroetan nabaritzen diren osagai ezberdinen izaera eta jatorria aztertuko dugu: a) Stark azpimailen arteko trantsizioekin azaldu daitezkeen edo b) leku edo inguru kristalino ezberdinetan kokatuta "toki" ezberdinen igorpenak izan daitezkeen.

"Tokien" efektua arraroa izaten da beiretan, dopatzaileek infinitu posizio ezberdin har ditzaketelako horrenbeste eremu elektriko ezberdinek eraginda, eta beraz, beiretako igorpen-espektroen zabalera inhomogeneo eta jarraitzat hartzen ohi da. Beirek egitura amorfoa izaten dute, hau da, ahalik eta desordenatuena, baina geure kasuan fluoruroek aldarazle metaliko ezberdinekin mikrokristalak eratzeko duten joerarekin, beiraren egituraren barnean nolabaiteko orden estatistikoa eman daitekeela uste dugu.

Ikertutako BIGaZLuTMn-aren laginak Rennes (Frantzia)-ko Unibertsitateko Beaulieu Campuseko "Laboratoire de Chimie Minerale D: Verres et Céramiques" -en sintetizatu dituzte, eurekin dugun kolaborazio baten bitartez.

BIGaZLuTMn beira fluoruroaren konposaketa, dopatzailerik gabe, ondokoa da:



4.5.2.- NEURKETA ESPEKTROSKOPIKOAK

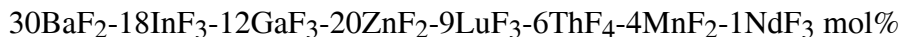
$\text{Cr}^{3+}:\text{Nd}^{3+}$ - kodopatzearen efektua, familia bereko beste beira batetan ikertu izan dute gure departamentuko lankide batzuk eta [53] erreferentzian erakusten da. Guk euren emaitzak beira honetara extrapolatuko ditugu. Erreferentzia horretan absortzio-espektroak erakusten dira, $\text{Cr}^{3+} \rightarrow \text{Nd}^{3+}$ transferentzia efizientea frogatzen da eta transferentzia erritmoa ontzat ematen da.

Atal honetan, ikerketa hori osatzen dugu, laser-parametroen neurketa zuzena eginez Neodimio hutsez dopatutako lagin batetan.

Bestalde, Neodimio ioiaren igorpen-espektroetan nabaritzen diren osagai ezberdinen izaera eta jatorria aztertuko dugu: a) Stark azpimailen arteko trantsizioekin azaldu daitezkeen edo b) leku edo inguru kristalino ezberdinetan kokatuta "toki" ezberdinen igorpenak izan daitezkeen.

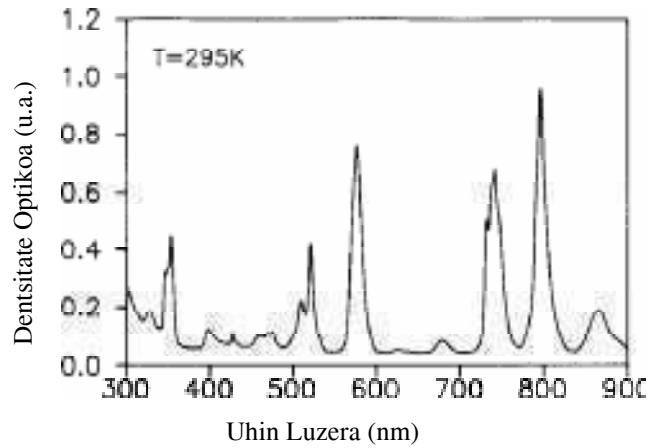
BIGaZLuTMn beiran Nd^{3+} -z dopatua 1%-eko kontzentrazio atomikoaz ondoko neurketak erakutsiko dira: absortzio eta igorpen-espektroak jarraian eta kitzikapen selektiboarekin, Nd^{3+} -aren ${}^4\text{F}_{3/2}$ mailaren biziraupena, temperaturaren menpe eta kitzikapenaren uhin-luzeraren menpe.

Laginaren konposizioa honakoa da:



Konposizio hau beira hutsarenarekin konparatuz (4.5.1 atala) Neodimioak beira barruan Lutezioa ordezkatzeko duela ikus daiteke:

Absortzio-espektroa 300nm-tik 2500 nm-raino eta gelako tenperaturan egin dugu, 4.37 irudiak 300-900 nm tarte interesgarrienean erakusten du. Espektro honetan gailur ezberdinen intentsitateak integratu behar dira Judd-Ofelt-en teorian trantsizio ezberdinen "branchig-ratioak" kalkulatzeko [59]. Bestalde, Xenonezko flash-lanparekin ponpatzearen efizientzia ere estimatu daiteke.



4.37 Irudia

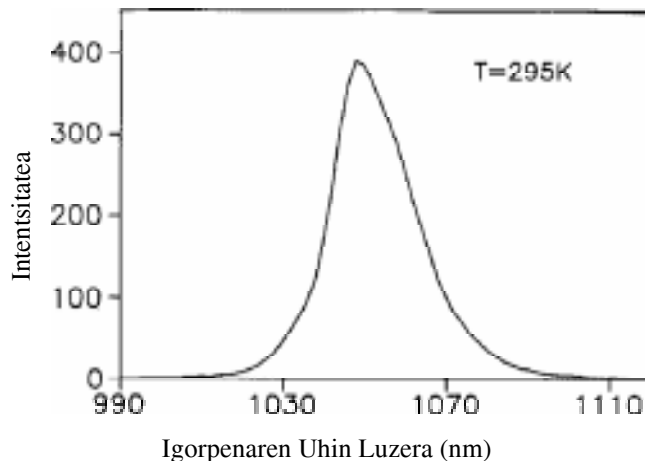
Nd^{3+} :BiGaZLuTMn-aren absortzio espektroa.

$^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$ trantsizioaren igorpen-azalera efikaza kalkulatzeko ondoko adierazpena erabili dugu:

$$\sigma_p(\lambda_p) = \frac{\lambda_p^4}{8\pi c n^2 \Delta\lambda} \cdot A$$

Hemen λ_p lumineszentiaren gailurraren uhin luzera da (≈ 1050 nm), n errefrakzio indizea (1.51), $\Delta\lambda$ trantsizioaren zabalera eta A trantsizio erradiatiborako probabilitatea.

Neodimioa Argonezko laserrarekin kitzikatuz, gelako tenperaturan, $^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$ trantsizioaren igorpen espektroaren zabalera efikaza, (4.38 irudia) $\Delta\lambda \approx 27$ nm -koa dela neurtzen da.



4.38 Irudia

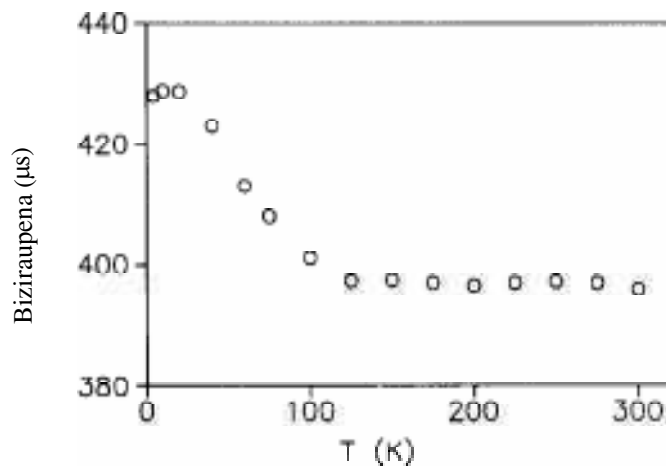
Nd^{3+} -aren $^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$ trantsizioaren igorpen espektroa BiGaZLuTMn-ean.

Judd-Offelt-en teoria aplikatuz, $^4\text{F}_{3/2}$ mailatik beheragoko maila guztietarako branching-ratioak kalkula daitezke, hau da, zein proportziotan beheratzen den [59]. $^4\text{I}_{11/2}$ mailarako igorpen erradiatiborako probabilitateak honako emaitza ematen du: $A = 978.6 \text{ s}^{-1}$.

Emaitza honek, aurreko datuekin ondoko igorpen-azalera efikaza ematen du:

$$\sigma_E = 2.6 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2.$$

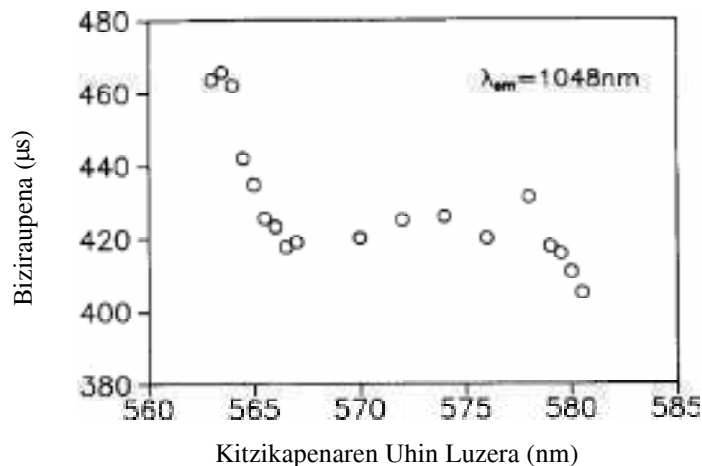
$^4F_{3/2}$ mailaren biziraupena ere neurtu egin dugu. 4.39 irudian temperaturarekin jaisten dela, eta gelako temperaturan $400\mu\text{s}$ ingurukoa dela erakusten da. Biziraupen hau, Neodimioa 575nm -tan kitzikatuz eta $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ trantsizioaren gailurrean jasoz neurtu da.



4.39 Irudia

Neodimioaren $^4F_{3/2}$ mailaren biziraupena Temperaturaren menpe, BIGaZLuTMn-ean.

Bestalde, Neodimio ioiak leku edo inguru kristalino ezberdinetan kokatuta "toki" ezberdinen igorpenak izan daitezkeen aztertzeko, biziraupena neurtu izan da kitzikapenaren uhin luzera aldatuz, 4.2 K-etan eta $^4I_{9/2} \rightarrow ^4G_{5/2}$ kitzikatuz eta $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ trantsizioaren gailurrean jasoz ($\approx 1050\text{nm}$).



4.40 Irudia

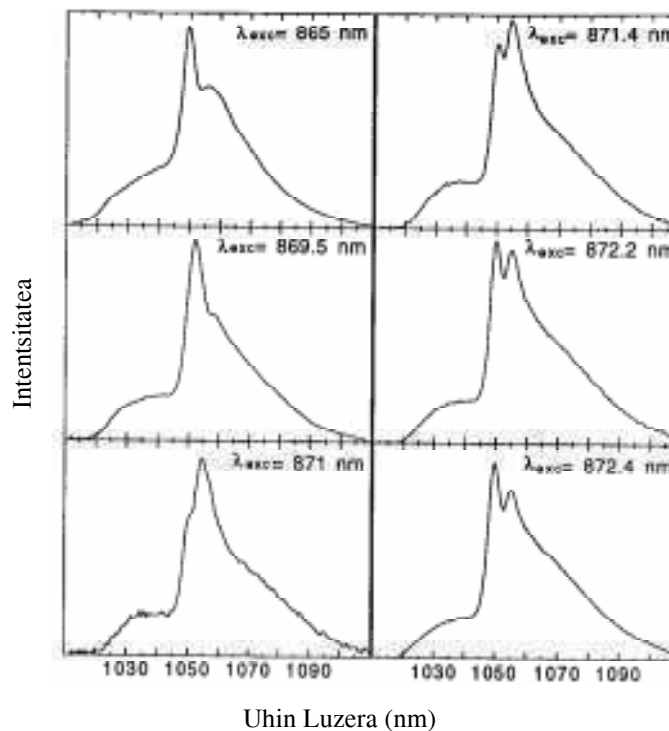
$^4F_{3/2}$ mailaren Biziraupenaren dependentzia kitzikapen-uhin luzerarekin

4.40 Irudian oso emaitza berezia ikus daiteke: biziraupenak aldaketa handia jasaten du kitzikapen uhin-luzerarekin eta nahikoa bat batekoa. Beira batean gehienez aldaketa geldo bat espero zitekeen, Neodimioak infinitu posizio ezberdin beteko balitu, baina ez bat- bateko aldaketa eta gero gutxi gora behera konstante mantentzea.

Honen azalpen posiblea honakoa izango litzateke: Neodimioak estatistikoki posizio nagusi mota bi besterik ez ditu betetzen. Eta posiblea da aldarazle ezberdin biren ingurukoak izatea.

${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ trantsizioaren igorpen-espektroak ere egin ditugu kitzikapen selektiboaz, 77K-etan (4.41 irudia). Espektro hauetan zenbait osagai erakusten dira, osagai hauek gelako tenperaturan, 4.38 irudian, ez ziren nabaritzen.

Igorpen espektro ezberdinek uhin luzera ezberdinetan kitzikatuz, osagai horien intentsitate erlatiboa aldatu egiten dela erakusten dute. 1050nm eta 1055nm-takoak behatuko ditugu, nagusiak direlako. Batzutan 1050nm-ko gailurra 1055-koa baino garaiaago da eta beste batzutan alderantziz.



4.41 Irudia

Nd^{3+} -aren ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ trantsizioaren igorpen-espektroak, kitzikapen selektiboaz (uhin luzera ezberdinetan kitzikatuz).

Honelako portaera bat ezin da justifikatu grafikoetan agertzen diren osagai nagusi biak inter-Stark trantsizioak direla esanez. Trantsizioaren goi-maila, ${}^4F_{3/2}$, energetikoki Stark osagai bitan bananduta dago baina azpimaila bi hauek elkarrengandik oso hurbil

daudenez ($\Delta E \ll kT$) euren populazioak Boltzmann-en banaketaz erlazionatuta daude eta beti gorde behar dute erlazio konstantea:

$$\frac{n_g}{n_b} = \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) \quad n_{g,b} : \text{goiko eta beheko Stark-azpimailaren populazioa}$$

Honen azalpen posiblea honakoa izango litzateke: CNGG-kristalean gertatzen den bezalaxe, Neodimioak estatistikoki posizio nagusi mota bi betetzen dituela, eta horregatik posizio horietako igorpenak zertxobait ezberdinak dira, 1050 nm eta 1055 nm-takoak direla uste dugu.

Beira honetan Fluorrak mikrokristalak osatzeko duen joera ezagututa posiblea da "toki" bi horiek aldarazle metaliko ezberdin biren ingurukoak izatea.

Geroago laser igorpena aztertuko dugu eta 5. ataleko modelo teorikoarekin konparatuz, gure azalpena hipotesi honekin bat datorrela ikusiko dugu.

Ezin izan ditugu "toki" bi horien espektroak bakandu, eta arrazoia bi "toki" horien energia-diferentzia oso txikia izan behar delako, gure kitzikapenaren energia-zabaleraren antzekoa edo txikiagoa dela uste dugu, eta beraz ezin dugu "toki" horietako bakoitza bera bakarrik kitzikatu eta bestea ez.

Laser igorpenaren espektroa ere aztertuko dugu, ea osagai hauen izaera Stark-trantsizio ezberdinak izan daitezken ala "toki" ezberdinak.

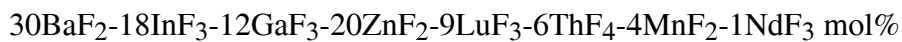
4.5.3.- LASER IGORPENA

Atal honetan BIGaZLuTMn-eko Nd-aren laser-igorpenaren ezaugarri energetiko, espektral eta tenporalak aztertuko ditugu.

Ikertutako BIGaZLuTMn-aren laginak Rennes (Frantzia)-ko Unibertsitateko Beaulieu Campuseko "Laboratoire de Chimie Minerale D: Verres et Céramiques" -en sintetizatu dituzte, eurekin dugun kolaborazio baten bitartez.

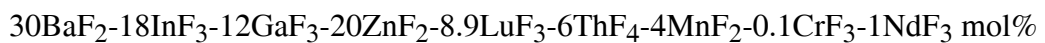
Laser-barra formatuan lagin bi eskuratu ahal izan ditugu:

a) BIGaZLuTMn : Nd %1 , bere konposizioa ondokoa da:



formatu zilindrikoa 6.5 mm diametroa eta 42 mm.luze.

b) BIGaZLuTMn : Cr %0.1, eta Nd %1% bere konposizioa ondokoa da:



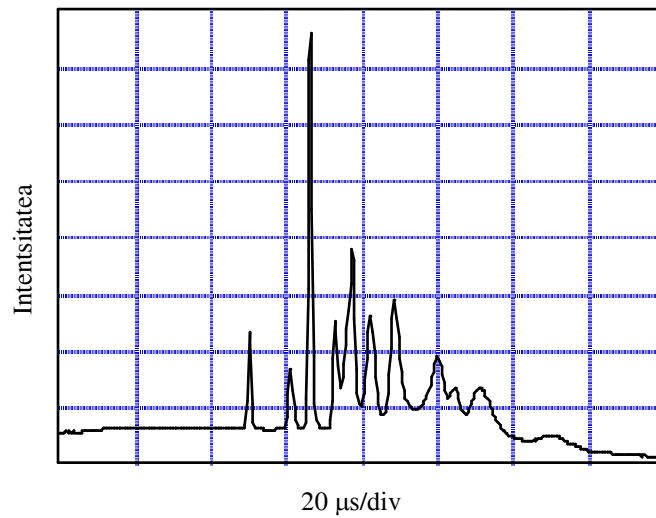
formatu zilindrikoa 6.35 mm diametroa eta 38 mm.luze.

Barrek ez dute estaldura islatzailerik euren muturretan.

Baita ere BIGaZYTMn beiraren barra bi eskuratu ditugu (YF_3 LuF_3 -ren orde) baina barne-tentsio arazoak zeuzkaten eta ez ziren kalitate onekoak. Ez genuen eurretatik laser-igorpenik lortu.

BIGaZLuTMn-en barra biak geure prototipoan ponpatu ditugu, Xenonezko flash-lanparez, 120 μs -tako pultsuez (HWHM) eta erresonadore konfokalean, metro bateko luzeraduna, ispilu biak oso islatzaileak 1.06 μm uhin-luzeran ($R>99\%$), galera minimoak izateko.

Neodimioaren $^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$ trantsizioaren igorpen estimulatua lortu dugu, lehenengoz familia honetako beira batetan.



4.42 Irudia

Cr:Nd:BiGaZLuTMn-aren laser-pultsua Flash-lanparenean gainezarrita.
(barra kodopatuan, $r=1.4$)

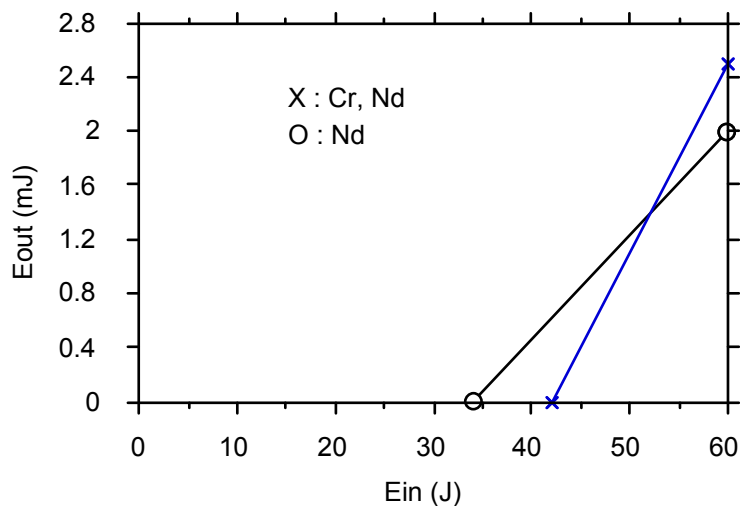
Lagin bien igorpenen etekin energetikoak honakoak izan dira:

a) Neodimio hutsez dopatutako lagina:

laser-ataria 34 J (kondentsadorean), eta irteerako energia máxima 2 mJ ingurukoa, 60 Jouletako ponpaketa maximoaz.

b) Kromo eta Neodimioz kodopatutako lagina:

laser-ataria 42 J (kondentsadorean), eta irteerako energia máxima 2.5 mJ ingurukoa, 60 Jouletako ponpaketa maximoaz.



4.43 Irudia

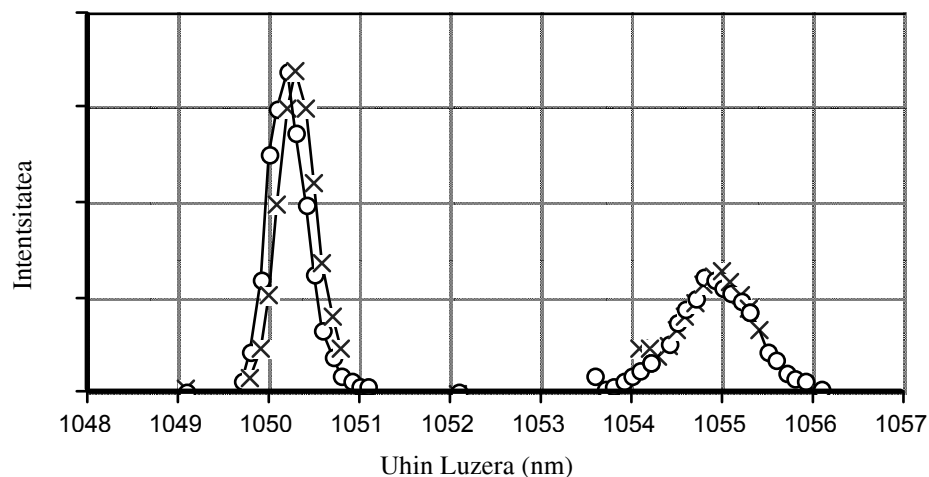
Laser-igorpenaren efizientzia energetikoa BiGaZLuTMn- beira fluoruroan:
(o) Nd hutsez dopatuta eta (x) Cr:Nd-z dopatuta

Kromo eta Neodimioz kodopatutako barrak laser-atari altuagoa dauka, baina efizientzi handiagoa du.

Kromoaren presentziak matrize honetan "sentikortzaile" bezala, laser igorpenaren efizientzia hobetzen duela suposa dezakegu, baina aldi berean beiraren egituraren distortsio edo defektoak eragiten dituela, eta horregatik laser-ataria handiagotzen duela.

Irteerako ispilua %90-ekoa erabiltzen badugu, beste materialeetan bezala, energia gehiago igortzeko, lagin biek gure iturri elektrikoarekin lortu dezakegun energiarik altuena baino laser-atari altuagoak dituzte (60J). Beraz ez dugu laser-igorpenik lortu baldintza horietan.

Espektroaren neurketek igorpen bi erakusten dituzte, gutxi gora behera 1050 eta 1055 nm-tan, nahiko zabalak ($\approx 1\text{nm}$) eta laser-atari ia identikoez. Dena den 1050-ko igorpena estuagoa eta garaiagoa da (4.44 irudia).

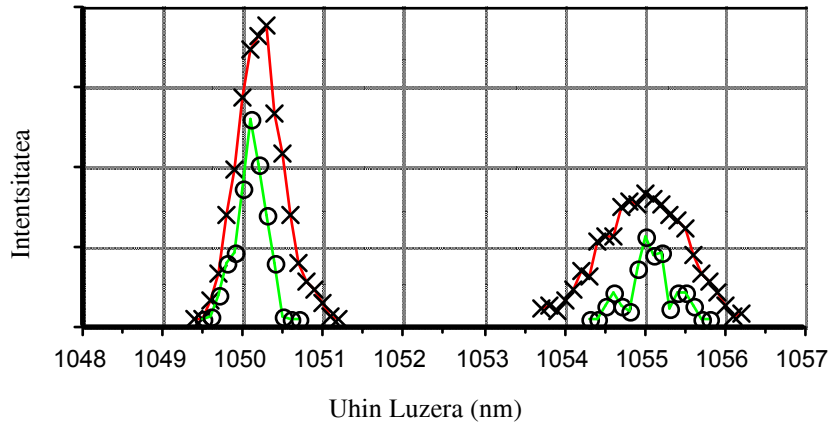


4.44 Irudia

BIGaZLuTMn-en laser igorpenaren espektroak:
(o) Nd hutsez dopatuta eta (x) Cr:Nd-z kodopatuta.

Barra bien laser-espektroak ia identikoak dira Kromoarekin edo Kromorik gabe.

Ponpaketa mailarekin espektroko gailur biak zabaldu egiten direla ikusten da. (4.45 Irudia). Neodimio hutsezko barrarekin egin da.



4.45 Irudia

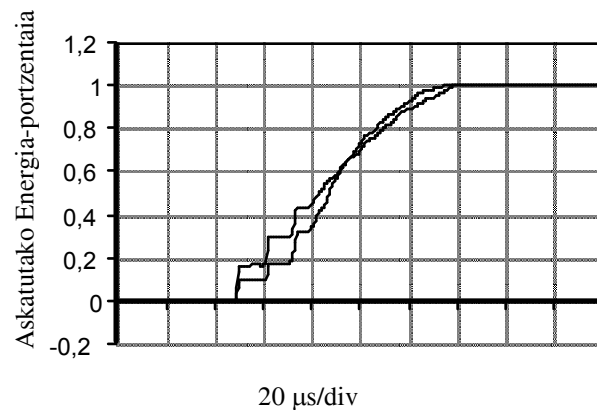
Nd:BiGaZLuTMn-aren laser igorpenaren espektoak:
ponpaketa maila bitan: (o) 45 J eta (x) 60 J

Azpimarratzekoa da, 1050nm eta 1055nm, igorpen bien laser-atariak kasu guztietan, ia berdinak direla.

Gainera laser-pultsua hasten den aldiunea ere igorpen bientzat berdina da: biak aldi berean hasten dira laseatzen.

Energia-askapenaren erritmoak honakoak dira:

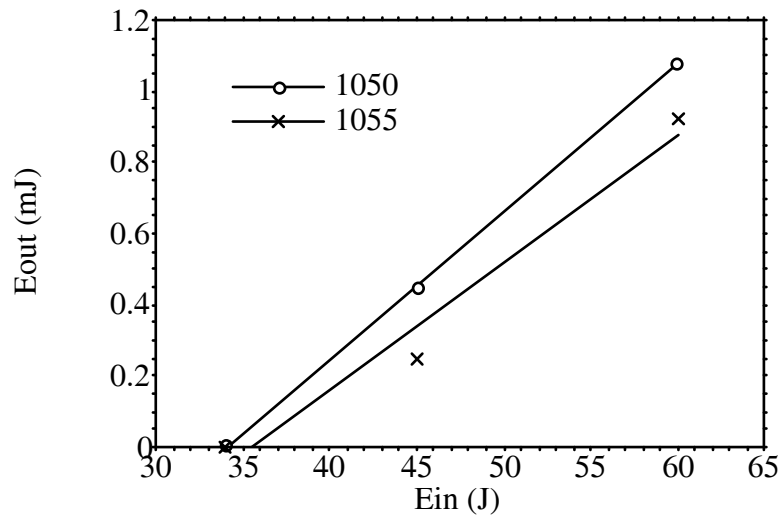
Hasiera-uneak berdinak dira, baina igorpen ahulena hasieran gutxixeago askatzen du eta gero lehentxeago amaitzen da (gurutzatu egiten dira)



4.46 Irudia

Energia-askapenaren erritmoak bi igorpenentzat:
1050 nm eta 1055 nm

Bi igorpenen efizientziak ere oso antzekoak dira, 4.47 irudian ikusten denez, biek dute ia malda bera.



4.47 Irudia

Igorpen bien laser-atari eta efizientziak: (o) 1050 nm eta (x) 1055 nm

Bosgarren atalean, "Laser Igorpenaren Interpretazioan", ikusiko dugunez, honelako portaera laser-trantsizio independente bi kontutan hartutako modelo batekin interpretatu daiteke, baina trantsizio bien goi-mailek euren arteko transferentziarik ez dutenak, eta igorpenen solapatze txikia dutenak.

Trantsizio bien goi-mailen arteko transferentzia bizkorra balitz (Stark-azpimailena bezalako) bietatik efizientzia txikiagoa duenak laseatu ere ez luke egingo, populazioa ez litzatekeelako bere atarira helduko.

Eta bien efizientziak oso antzekoak balira (baina ez identikoak) denboran zehar efizientzia txikiagoa duenak oso bizkor galdu beharko luke intentsitatea (μs gutxitan, 4.12 irudian bezala).

Beraz bi igorpen horien goi-mailen arteko transferentzia motela (edo nulua) izan behar da, "toki" ezberdinen artekoa bezalako.

Bosgarren atal horretan, laserraren ekuazio dinamikoaren ebazpen numerikoaren emaitzak aurkeztuko dira honelako baldintzetan.

LAUGARREN KAPITULOKO BIBLIOGRAFIA:

- [1] A.A. Kaminskii, "Achievements of modern crystal-laser physics". Ann. Phys. Fr. 16, pp 639-706 (1991).
- [2] A.A. Kaminskii, "On the laws of crystal-field disorder of Ln^{3+} ions in insulating crystals". Phys. Stat. Sol.(a) 102, pp 389-397 (1987)
- [3] A.A. Kaminskii, B.V. Mill, E.L. Belokoneva, G.G. Khodzhabagyan. "Growth and crystal structure of a new inorganic lasing material $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{GeO}_{14}\text{-Nd}^{3+}$ " Izvestiya Akademii Nauk SSSR, Neorganicheskie Materialy, Vol19, N°10, pp 1762-1764 ,oct. (1983)
- [4] S.E. Sarkisov, A.A. Kaminskii, A.V. Butashin. "Optical phonons and lattice-activator interactions of Ln^{3+} ions in the disordered oxide single crystals with Ca-Gallogermanate and Melitite structure". Phys. Stat. Sol.(a) 113, pp 585-596 (1989).
- [5] W. Koechner. "Solid State Laser Engineering" Springer-Verlag, Berlin 1988.
- [6] S.E. Stokowski. "Laser Glass: an Engineered Material" pp47-88 del libro "Lasers, Spectroscopy and New Ideas", Ed. Springer Verlag, Berlin, Germany. editores. W.E. Yen and M.D. Levenson,1987.
- [7] N. Neuroth. "Laser Glass: Status and Prospects". Optical Engineering, Vol26, n°2, Feb.1987, pp96-101
- [8] N. Blanchot, C. Rouyer, C. Sauteret. "Amplification of sub-100-TW femtosecond pulses by shifted amplifying Nd:Glass amplifiers: Theory and Experiments". Optics Letters, Vol20, n°4, Feb15 1995. pp395-397.
- [9] Proceedings of the Ninth International Symposium on Non-Oxide Glasses, Hangzhou, PR China. Journal of Non-Crystalline Solids, Vol 184, May 1, 1995
- [10] J. Lucas. "Halide Glasses". Jour. non-Crystalline Solids, vol80, 1986, pp83-91.
- [11] J. Lucas. "Rare Earths in Fluoride Glasses". Journal of the Less Common Metals, Vol 112 (1985) pp27-40.

- [12] Marcel Poulain. "New glasses for optical fibres". Endeavour, New Series, vol11, nº1, 1987. pp25-28.
- [13] M.A. Illarramendi. "Espectroscopía del Cr^{3+} en vidrios fluoruros de metales pesados". Tesis Doctoral, Bilbao 1991.
- [14] M.J. Elejalde. "Espectroscopía resuelta en tiempo de los iones Cr^{3+} y Nd^{3+} en matrices de vidrios fluoruros" , Tesis Doctoral, Bilbao 1992.
- [15] B. V. Mill, a.V. Butashin, A.M. Ellern. "Germanates with the $\text{Ca}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$ structure" . Izvestiya Akademii Nauk SSSR, Neorganicheskie Meterialy, Vol19, nº10, pp 1715-1717, Oct.(1983)
- [16] A.A. Kaminskii, E.L. Belokoneva, B.V. Mill, Yu. V. Pisarevskii, S.E. Sarkisov, I.M. Silvestrova, A.V. Butashin, G.G. Khodzhabyan. "Pure and Nd^{3+} doped $\text{Ca}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$ single crystals, their structure, optical, spectral luminiscence, electromechanical properties, and stimulated emission". Phys.Stat.Sol. (a) 86, pp 345-362 (1984).
- [17] O.A. Baturina, B.N. Grechusnikov, A.A. Kaminskii, A.F. Konstantinova, A.A. Markosyan, B.V. Mill, G.G. Khodzhabyan. "Crystal óptical investigations of compounds with the structure of trigonal Ca-Gallogermanate ($\text{Ca}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$)" . Sov. Phys. Crystallogr. 32(2), pp 236-240 (1987)
- [18] A.E. Nosenko, B.G. Mytsyk. "Piezooptical properties of $\text{Ca}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$ crystals" . Sov. Phys. Crystallogr. 32(4) pp 609-610 (1987)
- [19] A.A. Kaminskii, A.P. Shkadarevich, B.V. Mill, V.G. Koptev, A.V. Butashin, A.A. Demidovich. "Tunable stimulated emission of Cr^{3+} ions and generation of frequency self-multiplication effect in acentric crystals of Ca-Gallogermanate structure". Izvestiya Akademii Nauk SSSR, Neorganicheskie Materialy, Vol 24, N°4, pp 690-693 (1988)
- [20] A.A. Kaminskii, A.V. Butashin, A.A. Demidovich, V.G. Koptev, B.V. Mill, A.P. Shkadarevich. "Broad-band Tunable Stimulated emission from octahedral Cr^{3+} ions in New acentric crystals with Ca galiogermanate structure". Phys. Stat. Sol.(a) 112, pp197-206 (1989)
- [21] A.A. Kaminskii, A.V. Butashin, I.A. Maslyanitsin, V.D. Shigorin. "Nonlinear optical properties of acentric crystals with Ca-Gallogermanate structure", Phys. Stat. Sol. (a) 112, pp K49-K52 (1989).

- [22] I.M. Sil'vestrova, Yu. V. Pisarevskii, B.V. Mill, A.A. Kaminskii. "Acoustical and electromechanical properties of piezoelectric crystals with a trigonal Ca-Gallogermanate structure". *Sov. Phys. Dokl.* 30 (5), May, pp 402-403(1985)
- [23] B.V. Mill, A.V. Butashin, G.G. Khodzhabagyan, E.L. Belokoneva, E.V. Belov. "Modified Rare-Earth gallates with Ca-Gallogermanate structure". *Sov. Phys. Dokl.* 27(6), Jun. 1982.
- [24] J. Azkargorta, I. Iparraguirre, R. Balda, J. Fernández, A. Kaminskii. "Spectroscopy and laser action of Cr³⁺, Nd³⁺ codoped crystal with Ca-Gallogermanate structure". *Journal de Physique IV*, Vol4, abril 1994, pp353-356.
- [25] A.A. Kaminskii, S.E. Sarkisov, B.V. Mill, and G.G. Khodzhabagyan, "Generation of Stimulated Emission of Nd³⁺ ions in a trigonal acentric La₃Ga₅SiO₁₄ crystal" *Sov. Phys. Dokl.* 27 (5), p403, May 1982.
- [26] A.A. Kaminskii, B.V. Mill, G.G. Khodzhabagyan, A.F. Konstantinova, A.I. Okorochkov, I.M. Silvestrova. "Investigation of Trigonal (La_{1-x}Nd_x)₃Ga₅SiO₁₄ crystals". *Phys. Stat. Sol.(a)* 80 pp387-398 y pp607-620 (1983)
- [27] A.A. Kaminskii, A.V. Butashin, M.I. Demchuk, N.I. Zhavoronkov, V.P. Mikhailov, A.P. Shkadarevich. "Generation of picosecond pulses by acentric disordered silicates La₃Ga₅SiO₁₄ and Ca₂Ga₂SiO₇ with Nd³⁺ ions". *Izvestiya Akademii Nauk SSSR, Neorganicheskie Materialy*, Vol24, N°12, pp2075-2077, Dec. (1988)
- [28] A.A. Kaminskii, A.P. Shkadarevich, B.V. Mill, V.G. Koptev, A.A. Demidovich. "Wide-Band tunable Stimulated emission from a La₃Ga₅SiO₁₄:Cr³⁺ crystal". *Izvestiya Akademii Nauk SSSR, Neorganicheskie Materialy*, Vol23, N°4, pp690-692, April (1987)
- [29] M. Casalboni, A. Luci, U.M. Grassano, B.V. Mill, A.A. Kaminskii. "Optical spectroscopy of La₃Ga₅SiO₁₄:Cr³⁺ crystals" *Phys. Rev. B*. Vol49, N6, pp3781-3790, 1FEB.1994.
- [30] A.A. Kaminskii, B.V. Mill, A.V. Butashin, K. Kurbanov, L.A. Polyakova. "Spectroscopy of Disordered La₃Ga₅SiO₁₄ single crystals Doped with Pr³⁺, Ho³⁺ and Er³⁺ Ions". *Phys. Stat. Sol (a)* 120, pp 253-266 (1990).

- [31] A.A. Kaminskii, B.V. Mill, A.V. Butashin, K. Kurbanov, L.A. Polyakova. "Spectroscopy of Disordered $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ crystals activated with Pr^{3+} , Ho^{3+} and Er^{3+} Ions" Opt. Spectrosc. (USSR). 68(4), Apr. 1990.
- [32] A.B. Ilyaev, B.S. Umarov, L.A. Shabanova, M.F. Dubovik. "Temperature dependence of electromechanical Properties of LGS crystals" Phys Stat. Sol.(a) 98, ppK109 (1986)
- [33] I.A. Andreev, M.F. Dubovik. "A new piezoelectric material, langasite ($\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$), with a zero temperature coefficient of elastic vibration frequency" Sov. Tech. Phys. Lett. 10(4), Apr. (1984)
- [34] V.M. Fridkin, A.A. Kaminskii, V.G. Lazarev, S.B. Astaf'ev, A.V. Butashin. "Photorefractive effect in $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$: Pr^{3+} piezoelectric crystals". Appl. Phys. Lett. 55(6), pp545-546, 7 Aug. 1989
- [35] S.B. Astaf'ev, A.V. Butashin, V.M. Fridkin, A.A. Kaminskii, V.G. Lazarev, B.V. Mill. "New mechanism of a photorefractive effect in piezoelectric crystals of $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ family". SPIE Vol.1126. Electro-Optic and Magneto-Optic Materials and Applications. pp21-24, (1989).
- [36] A.M. Aronova, G.V. Berezhkova, A.V. Butashin, A.A. Kaminskii. "Strength and plasticity of single crystals of $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ ". Sov. Phys. Crystallogr. 35(4), pp550-552, Jul.Aug. 1990.
- [37] I.M. Sil'vestrova, Yu.V. Pisarevskii, P.A. Senyushchenkov, A.I. Krupnyi. "Temperature dependences of the elastic properties of $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ single crystals". Sov. Phys. Solid. State 28(9), pp1613-1614, Sept 1986.
- [38] E.E. Lakin, M.F. Dubovik, I.V. Krasnopol'skii. "Thermal deformation of single $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ crystals". Izvestiya Akademii Nauk SSSR, Neorganicheskie Materialy, Vol25, N°7, pp1231-1232, Jul. (1989).
- [39] V.G. Ostroumov, Yu.S. Privis, V.A. Smirnov, and I.A. Sherbakov. "Sensitizing of Nd^{3+} luminescence by Cr^{3+} in Gallium Garnets" . J. Opt. Soc. Am. B Vol 3, No1, pp81-93, Jan 1986.

- [40] M.F. Dubovik, G.M. Ivanova, S.A. Lebedev, B.P. Nazarenko, V.F. Tkachenko. "Optical quality and structural perfection in $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ single crystals grown by Czochralski's method" . *Izvestiya Akademii nauk SSSR Neorganicheskie Materialy*, Vol24, N°3 pp517-519, March (1988).
- [41] A.A. Kaminskii, B.V. Mill, I.M. Silvestrova, G.G. Khodzhabyan. "The nonlinear active material $(\text{La}_{1-x}\text{Nd}_x)_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ ". *Izvestiya Akademii Nauk SSSR. Seriya Fizicheskaya*, Vol47, No10, pp1903-1909 (1983).
- [42] H.J. Eichler, D. Ashkenasi, H. Jian, A.A. Kaminskii. "Acentric Disordered Nd^{3+} : $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ crystal. A BroadBand Luminescence Material with high thermal conductivity to generate picosecond laser pulses". *Phys. Stat. Sol.(a)* vol.146, n°.833 (1994)
- [43] A.A. Kaminski, E.L. Belokoneva, A.V. Butashin, K. Kurbanov, A.A. Markosyan, B.V. Mill, O.K. Nikol'skaya, S.E. Sarkisov. "Crystal Structure and Spectral Luminescence properties of the cation-deficient garnet $\text{Ca}_3(\text{Ga,Nb})_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}:\text{Nd}^{3+}$ ". *Izvestiya Akademii Nauk SSSR Neorganicheskie Materialy*, Vol22, n°7, pp1061-1071 Jul.1986.
- [44] Yu.K. Voron`ko, S.B. Gessen, N.A. Es'kov, V.V. Osiko, A.A. Sobol, M.I. Timoshechkin, S.N. Ushakov, L.I. Tsymbal. "Spectroscopic and Lasing properties of Calcium Niobium Gallium Garnet activated with Cr^{3+} and Nd^{3+} ". *Sov.J. Quantum Electron.* 18 (2), pp198-201, Feb.1988.
- [45] R. Balda, J. Fernandez, M.A. Illarramendi. "Steady State and time-resolved laser spectroscopy of Cr^{3+} and Nd^{3+} singly and doubly doped Calcium Niobium Gallium Garnet" *Physical Review B (condensed matter)* ,48, n°13, pp9279-9290, oct. 1993.
- [46] U. Caldiño, F. Jaque. " Nd^{3+} optical multisites in the $\text{Ca}_3(\text{Ga,Nb})_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$ laser garnet crystal" . *Optical Materials* 4 , pp713-716, Oct . 1995.
- [47] Kenta Naito, Atsushi Yokotani, Takamoto Sasaki, Takashi Okuyama, Masanobu Yamanaka, Masahiro Nakatsuka, Sadao Nakai, Tsuguo Fukuda and M.I. Timoshechkin. "Efficient laser-diode-pumped neodymium-doped Calcium Niobium Gallium Garnet laser". *Applied Optics* Vol.32, n°36, pp7387-7390, 20 Dec 1993.
- [48] T.T. Basiev, N.A. Es'kov, A.Ya. Karasik, V.V. Osiko, A.A. Sobol, S.N. Ushakov, M. Helbig. "Disordered Garnets $\text{Ca}_3(\text{Ga,Nb})_5\text{O}_{12}:\text{Nd}^{3+}$, prospective crystals for powerful ultrashort-pulse generation". *Optics Letters* Vol17, N°3, pp201-203, 1FEB1992.

- [49] Yu.K. Voron'ko, N.A. Es'kov, S.V. Korolev, A.A. Sobol, S.N. Ushakov. "Luminescence of Eu^{3+} Activator Centers in Calcium Niobium Gallium Garnet Crystals" *Inorganic Materials*, Vol30, N°1, pp100-104, 1994.
- [50] A.M. Antyukhov, N.V. Moiseev, A.V. Antonov, I.A. Ivanov. "Thermodynamic Functions of Calcium Niobium Gallium Garnet Between 4.5-300 K " *Izvestiya Akademii Nauk SSSR Neorganicheskie Materialy*, Vol25, n°7, pp1228-1231, Jul.1989.
- [51] J. Azkargorta, I. Iparraguirre, R. Balda, J. Fernández, A.A. Kaminskii. "Time Resolved Spectroscopy of Laser Output of Nd^{3+} Doped Calcium Niobium Gallium Garnet". *Optics Communications*, vol 118, n°5-6, 1 Aug. 1995.
- [52] P. Le Gall. "Propriétés optiques des verres de fluorures de métaux lourds dopés par les ions Neodyme (III), Chrome (III) et Manganese (II)". Tesis Doctoral. Rennes, Francia, Dic.1988.
- [53] M.J. Elejalde, R. Balda, J. Fernandez, E. Macho, J.L. Adam. "Optical properties of Cr^{3+} and Nd^{3+} in singly and doubly doped Barium-Indium-Gallium based fluoride glass investigated by time-resolved laser spectroscopy". *Physical Review B*, (condensed matter). Vol46, n°9, Sep. 1992. pp5169-5182.
- [54] R.R. Petrin, M.L. Kliever, J.T. Beasley, R.C. Powell, I.D. Aggarwal, R.C. Ginther. "Spectroscopy and Laser operation of $\text{Nd}:\text{ZBAN}$ Glass", *IEEE. Jour. Quant. Electr.* Vol27, n°4, April 1991. pp1031-1038.
- [55] M.J. Weber, D.C. Ziegler, C.A. Angell. "Tailoring stimulated emission cross sections of Nd^{3+} laser glass: Observation of large cross sections for BiCl_3 glasses". *J. Appl. Phys.* vol53, n°6, June1982.
- [56] M.J. Weber. "Science and Technology of laser glass". *Jou. non-Crystalline Solids*, vol 123, 1990, pp208-222.
- [57] J. Lucas, M. Chanthanasinh, Marcel Poulain, Michel Poulain, P. Brun, M.J. Weber. "Preparation and optical properties of Neodimium fluorozirconate glasses". *Jou. non-crystalline solids*. vol27, n°2 Feb1978.
- [58] C. Brecher, L.A. Riseberg, M.J. Weber. "Line narrowed spectra and site-dependent transition probabilities of Nd^{3+} in oxide and fluoride glasses". *Physical Review B*. vol18, n°10, nov1978.

- [59] W.F. Krupke. "Induced emission Cross Sections in Neodimium Laser Glasses". IEEE J. Quant. Electron. Vol10, n°4, apr.1974.
- [60] R.R. Jacobs, M.J. Weber. "Dependence of the ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ induced emission cross section for Nd^{3+} on glass composition" IEEE. J. Quant. Electron. Vol12, n°2 Feb.1976.
- [61] A. Tesar, J. Campbell, M. Weber, C. Weinzapfel, Y. Lin, H. Meissner, H. Toratani. "Optical properties and laser parameters of Nd^{3+} doped fluoride glasses". Optical Materials. Vol1, n°3, sept. 1992, pp217-234.
- [62] R. Gatzke. "ZBLAN Glasses for longer wavelengths". Ceramic Bulletin, vol68, n°11, 1989, pp1946-1948.
- [63] M.C. Brierley, P.W. France, "Neodimium-doped Fluoro-Zirconate Fibre Laser", Electronics Letters, Vol23 ,1987, pp815-817.
- [64] D.S. Funk, J.W. Carlson, J.G. Eden. "Room-Temperature Fluorozirconate glass fiber laser in the violet (412 nm)". Optics Letters, Vol20, n°13, Jul 1, 1995.
- [65] S.A. Pollack, M. Robinson. "Laser emission of Er^{3+} in ZrF_4 based fluoride glass". Electronics Letters, vol24, n°6, March.1988. pp320-321.
- [66] J.Y. Allain, M. Monerie, H. Poignant. "Erbium-doped Fluorozirconate single-mode fibre lasing at $2.71\mu\text{m}$ ". Electronics Letters, Vol25, n°1, 5 Jan. 1989.
- [67] J.Y. Allain, M. Monerie, H. Poignant. "Lasing at $1.00\mu\text{m}$ in Erbium doped fluorozirconate fibres". Electronics Letters, vol25, n°5, March.1989. pp318-319.
- [68] R.G. Smart, J.N. Carter, D.C. Hanna, A.C. Tropper. "Erbium doped fluorozirconate fibre laser operating at $1.66\text{-}1.72\mu\text{m}$ ". Electronics Letters, vol26, n°10, May.1990.
- [69] H. Yanagita, I. Masuda, T. Yamashita, H. Toratani. "Diode laser pumped Er^{3+} fibre laser operation between $2.7\text{-}2.8\mu\text{m}$ ". Electronics Letters, vol26, n°22, Oct.1990. pp1836-1838.
- [70] T.J. Whitley, C.A. Millar, R. Wyatt, M.C. Brierley, D. Szebesta. "Upconversion pumped green lasing in erbium doped Fluorozirconate Fibre". Electronics Letters, Vol27, n°20, 26 Sept 1991.

[71] J.N. Carter, R.G. Smart, D.C. Hanna, A.C. Tropper. "CW-diode pumped operation of 1.97 μm Thulium doped Fluorozirconate fibre Laser". Electronics Letters, vol26, n°9, Apr.1990. pp599-600.

[72] J.N. Carter, R.G. Smart, D.C. Hanna, A.C. Tropper. "Lasing and amplification in the 0.8 μm region in Thulium doped fluorozirconate fibres". Electronics Letters, vol26, n°21, Oct.1990. pp1759-1761.

[73] R.M. Percival, S.F. Carter, D. Szebesta, S.T. Davey, W.A. Stallard. "Thulium Doped Monomode Fluoride Fibre Laser Broadly Tunable from 2.25 to 2.5 μm ". Electronics Letters, Vol27, n°21, 10th Oct. 1991.

[74] M.C. Brierley, P.W. France, C.A. Millar. "Lasing at 2.08 μm and 1.38 μm in a Holmium doped Fluoro-Zirconate Fibre Laser". Electronics Letters , Vol24, n°9, 28th April 1988.

[75] R.M. Percival, D. Szebesta, S.T. Davey, N.A. Swain, T.A. King. "High-Efficiency CW operation of 890nm pumped Holmium Fluoride Fibre laser". Electronics Letters, Vol28, n°22, 22 Oct. 1992.

[76] J.Y. Allain, M. Monerie, H. Poignant. "Red Upconversion Yb-Sensitized Pr Fluoride Fibre Laser pumped in 0.8 μm region". Electronics Letters, Vol 27, n°13, 20 Jun. 1991.

[77] J.Y. Allain, M. Monerie, H. Poignant. "Ytterbium-Doped Fluoride Fibre Laser operating at 1.02 μm ". Electronics Letters, Vol28, n°11, 21 May 1992.

[78] J.L. Adam, N. Rigout, E Dénoue, F. Smektala, J. Lucas. "Optical Properties of Ba-In-Ga-based fluoride glasses for amplification at 1.3 μm ". Proc. SPIE vol.1581, pp.155-165. 1991.

[79] J. Azkargorta, I. Iparraguirre, R. Balda, J. Fernández, E. Dénoue, J.L. Adam. "Spectroscopic and Laser properties of Nd³⁺ in BiGaZLuTMn Fluoride Glass". IEEE J. Quantum Electr. vol30, n°8, Aug1994. pp1862-1867.

5.- LASER-IGORPENAREN INTERPRETAZIOA

5.- LASER IGORPENAREN INTERPRETAZIOA

5.1.- HITZAURREA

Atal honetan igorpen estimulatuaren ezaugarri orokorrak aztertuko dira, laserraren ekuazio dinamikoak, edo rate-equations, aztertuz eta kalkulu numerikoaz simulatuz. Laserraren ekuazio dinamikoak hiru kasu nagusitarako aztertuko ditugu:

5.2.1. Modelo monokromatikoa: laserraren igorpena zabalera espektralik gabea dela suposatuz, bere ezaugarri energetikoak eta tenporalak aztertuko dira.

5.2.2.- Zabalera homogeneodun modeloa: laser-trantsizioaren zabalera espektrala sartu dugu eta bere portaera espektrala aztertu.

5.2.3.- Zabalera inhomogeneodun modeloa: Trantsizio bi suposatu ditugu, populazio independenteak dituztenak, baina elkarrengandik oso hurbil, espektro biak solapatu egiten direlarik.

Hirugarren kasu honen helburua, zabalera inhomogeneoaren (osagai independente hurbilak) laser-igorpenaren portaera aztertzea da, eta kasu hauek laser-igorpena aztertuz bereiztea.

Modelo teoriko honen emaitzak 5.3 atalean aplikatuko ditugu, geuk ikertutako lau materialeen kasu berezietara, eta emaitza esperimentalekin konparatuko dira, euren egitura mikroskopikoaren izaerari buruzko informazio osagarria lortzeko asmoz.

5.2.- LASERRAREN EKUAZIO DINAMIKOAK (RATE-EQUATIONS)

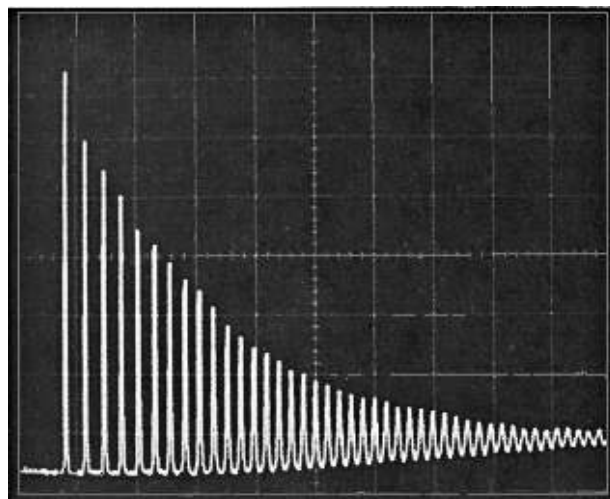
5.2.1.-MODELO MONOKROMATIKOA

Egoera solidozko Laser baten irteerako potentziaren eboluzioa denboran zehar, mikrosegundo banaka batzutako gailur zorrotz eta estuz osatua dago, euren arteko distantzia mikrosegundo batzutakoa delarik.

Batzutan, pultsuek aleatorioak dirudite, baina normalean gailurren intentsitatea gero eta motelagoa da eta euren minimoen altuera gero eta handiagoa, egoera egonkor baten inguruan indargetzen delarik.

Normalean, portaera hau ponpaketa-pultsuari ematen dion erantzun tansitorioa da; Ponpaketa jarraiean hasierako egoera transitorioa da, baina gero moteldu egiten da itxura quasi-sinusoidala hartuz egoera egonkorraren inguruan, eta azkenik, egoera egonkorrean mantentzen da, gutxi gora behera.

Egonkortasun handiko erresonadoretan pultsu erregularrak lortzen dira:



5.1 Irudia

Erbiozko laser baten oszilazio tipikoak silizezko fibran.
(ponpaketa-maila $r = 6$, $\lambda = 1550\text{nm}$, $100 \mu\text{s/div.}$) [11]

Zehaztuz, jarraiki ponpaturiko egoera solidozko laser baten irteerako potentziaren eboluzioa denboran zehar honakoa da:

- Hasieran, ponpaketa hasita egon arren ez da laser-igorpenera hasten denbora tarte bat pasa arte, hau da atzerapen bat.
- Tarte transitorio bat pultsu zorrotzez edo "spike"-z osatua. Spike bakoitzaren iraupena

mikrosegundoaren ingurukoa da eta euren arteko distantzia mikrosegundo banaka batzuetakoa.

c) Indargetze periodo bat egoera egonkorraren inguruan oszilatzen dueneko.

Hasierako pultsu zorrotzei "spike" deitzen zaie, eta alde indargetu eta anplitude txikiagoa duenari "erlaxazio-oszilazioak".

Pultsukako egoera solidozko laserretan irteerako potentziak gehienetan honelako jokabide transitorioa erakusten du.

Atal honetan, laserraren irteerako potentziaren ekuazio dinamikoak aztertuko ditugu, Stutz-deMars ekuazioak izenez ere ezagunak direnak [1-3], eta honelako portaera azaltzen dutenak

Laserrak igorritako potentzia, irteerako ispilua zeharkatzen duen potentzia da. Hau erresonadorearen barruan dagoen fotoi-dentsitatearen proportzionala da. Erresonadorearen barruko fotoi-dentsitatea aztertuko dugu eta bere interakzioa materiale aktiboko populazio irauliarekin.

Magnitude biak uniformetzat joko dira erresonadorearen luzetarako eta zeharkako norabideetan. Lehenengoa, hurbilketa ona da irteerako ispilua oso islakorra denean, eta bigarrena, izpiaren zeharkako azalera oso multimodoa denean.

Populazio irauliaren dentsitatea bolumen unitateko "n" eta erresonadore barruko fotoi-dentsitatea " ϕ " izendatuko ditugu. Euren aldaketak denborarekiko ondoko ekuazioez adieraziko ditugu:

$$\frac{dn}{dt} = W - \frac{n}{\tau_s} - n \cdot B \cdot \phi \quad (1)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = n \cdot B \cdot \phi + \gamma \cdot \frac{n}{\tau_s} - \frac{\phi}{\tau_c} \quad (2)$$

Hemen :

W : ponpaketa erritmoa; populazio irauliaren hazkuntza denbora unitateko eta bolumen unitateko, ponpaketaren eraginez.

n/τ_s : populazio irauliaren urripena igorpen espontaneoagatik.

$n \cdot B \cdot \phi$: populazio irauliaren urripena eta aldi berean, fotoi-dentsitatearen hazkuntza igorpen estimatuetatik.

$\gamma \cdot n/\tau_s$: erresonadorearen ardatzaren norabideko igorpen espontaneoaren zatia. Honi

esker hasten da igorpen estimulatua.

ϕ/τ_c : fotoi-dentsitatearen urripena erresonadoreko galerengatik.

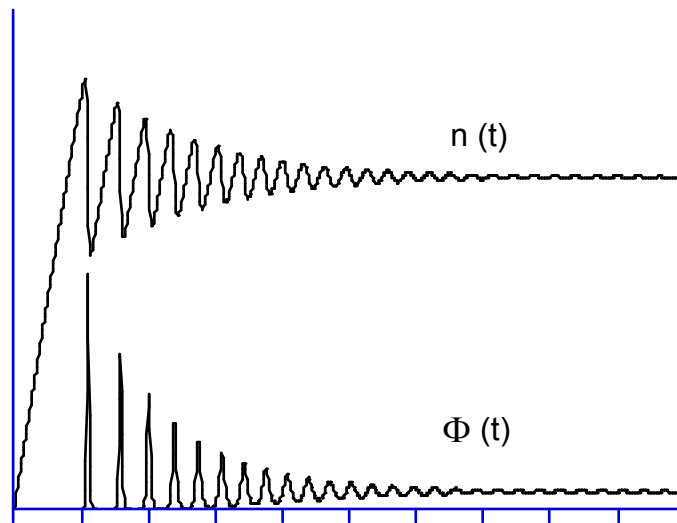
W ponpaketa-erritmoa da, maila fundamentaletik goi-mailara kitzikaturiko ioi kopurua bolumen unitateko eta denbora unitateko ($\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$). τ_s goi-mailaren biziraupena da. B: trantsizioari dagokion igorpen estimulaturako Einsteinen koefizientea (igorpen estimulaturako azalera efikaza, σ , bider argiaren abiadura, c , $B = c\cdot\sigma$). γ erresonadorearen ardatzean igorritako igorpen espontaneoaren zatia. Igorpen espontaneo isotropoa dela suposatzen da, eta beraz barraren euskarriek osatzen duten angelu solidoa zati esfera osoaren angelu solidoa. Honek eragiten du igorpen estimulatuaren hasiera. τ_c fotoiaren batezbesteko iraupena erresonadorearen barruan. Honek erresonadorearen galera pasibo totalak adierazten ditu: difusioa, absortzioa eta difrakzioa barran, euskarrietan edo ispiluetan eta irteerako ispiluaren transmisioa, eta abar.

Ekuazio diferentzial bikote honek, lehen ordenakoak, akoplatuak eta ez linealak, laserraren potentziaren eta populazio irauliaren eboluzioak ematen ditu denboran zehar, hau da: laser-hasieraren atzerapena, "spike"-ak, erlaxazio-oszilazioak, eta egoera egonkorra.

Erlaxazio-oszilazioak oso fenomeno arrunta eta ugaria dira beste sistema fisiko askotan.

Ekuazio diferentzialen sistemetan, honelako ekuazioak "Harrapari-Harrapakin ekuazioak" izenez ezagunak dira, edo Volterraren ekuazioak. Honek hasi zuen honelako ekuazioen tratamendu kuantitatiboa 1931 urtean: "Leçons sur la theorie mathematique de la lutte pour la vie", ingurune berean bizi diren animalia ezberdinen arteko populazioen gorabeherak aztertuz. Ezagunena, habitat itxi batetan bizi diren azerien eta untxien populazioen adibidea da.

Tamalez, ez daukate emaitza analitiko orokorrik. Ekuazio diferentzial horien integraketa numerikoak $\phi(t)$ eta $\dot{\phi}(t)$ emaitzak ematen ditu (5.2 irudia).



5.2 Irudia

Laserraren ekuazio dinamikoaren integraketa numerikoaz lortutako emaitza
(ponpaketa maila $r = 10$, $\tau_s = 200 \mu\text{s}$, $\tau_c = 30 \text{ ns}$, $\gamma = 10^{-6}$, $10 \mu\text{s/div.}$)

Emaitza numeriko honetako $\phi(t)$ aztertuz eta 5.1 irudi esperimentalarekin konparatuz, antzekotasun handia nabarmena da.

Adierazpen analitikoak lortu daitezke baina horretarako hurbilketak egin beharra daukagu, ekuazioetako batugairen batzuk arbuiatuz, oszilazioaren fase ezberdinetan [4-10].

Egoera Egonkorra:

Egoera egonkorrean (ponpaketa jarraian eta zati transitorioa amaitu denean) populazio iraulia eta fotoi-dentsitatea konstante mantentzen dira, eta beraz (2) ekuazioan baldintza hori ezarri dezakegu:

$$\frac{d\phi}{dt} = n \cdot B \cdot \phi + \gamma \cdot \frac{n}{\tau_s} - \frac{\phi}{\tau_c} = 0$$

Egoera honetan ardatzean igorritako erradiazio espontaneo arbuiatu daiteke:

$$n \cdot B \cdot \phi - \frac{\phi}{\tau_c} = 0$$

hau da egoera egonkorreko populazio iraulia honakoa da:

$$n_{\infty} = \frac{1}{B \cdot \tau_c}$$

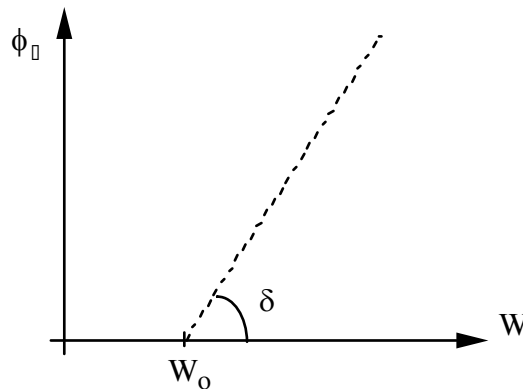
(3)

Emaitza hau (1) ekuazioan ordezkaturaz eta egoera egonkorraren baldintza ezarriz, egoera egonkorreko fotoi-dentsitatea lor daiteke

$$\phi_{\infty} = W \cdot \tau_c - \frac{1}{B \cdot \tau_s}$$

(4)

Emaitza hau grafikoki adieraziz: egoera egonkorreko fotoi-dentsitatea erresonadorearen barruan, ϕ_{∞} , ponpaketa-mailaren menpe, W , zuzen bat ematen du, 5.3 irudia:



5.3 Irudia

Igorpen estimatutaren fotoi-dentsitatea erresonadorearen barruan egoera egonkorrean ponpaketa erritmoaren menpe

Zuzen horren eta abszisen ardatzaren arteko ebaketa : $W_0 = \frac{1}{B \cdot \tau_c \cdot \tau_s}$ (5)
eta bere malda : $\text{tg}\delta = \tau_c$

τ_c parametroak (fotoiaren batezbesteko iraupena erresonadorearen barruan) erresonadorearen galera pasibo totalen ideia ematen du. Galera horiek honakoak dira: barraren edo ispiluen absortzioa, difusioa, euskarrietako difrakzioa, irteerako ispiluaren transmisioa, eta abar... [9]

$$\tau_c = \frac{2 \cdot L_{\text{opt}}}{c} \cdot [2\alpha l - \ln R_{\text{out}}]^{-1}$$

Hemen, " L_{opt} " erresonadorearen luzera optikoa da, " c " argiaren abiadura, " α " barraren absortzio eta difusio-galeren koefizientea, " l " barraren luzera, eta " R_{out} " irteerako ispiluaren islakortasuna.

Fotoiaren batezbesteko iraupena erresonadorearen barruan, τ_c , nanosegundo batzuetatik, hamarnaka batzuetara alda daiteke. Adibidez, erresonadorearen luzera metro batekoa bada, barraren galera pasiboak %10-ekoak badira, eta irteerako ispiluaren islakortasuna %90-ekoa, fotoiaren batezbesteko iraupena erresonadorearen barruan, $\tau_c=32$ ns, ematen du eta irteerako ispilua %50-ekoa bada $\tau_c=8$ ns.

Egoera egonkorretik hurbil dagoen oszilazioa

Egoera transitoria indargetu denean, eta egoera egonkorrera hurbiltzen denean, fotoi-dentsitatea eta populazio iraulia honela adieraz ditzakegu:

$$n = n_{\infty} + \eta \quad \text{eta} \quad \phi = \phi_{\infty} + f.$$

η eta f , populazio irauliaren eta fotoi-dentsitatearen soberakinak dira egoera egonkorrarekiko. Gainera : $\eta \ll n_{\infty}$ eta $f \ll \phi_{\infty}$.

Ekuazio dinamikoak magnitude berri hauen menpe idazten baditugu, eta $\eta \cdot f$ biderkadura daukaten batugaiak eta ardatzaren norabideko igorpen espontaneoak arbuatuz (2) ekuazioan:

$$\frac{df}{dt} = B \cdot \eta \cdot \phi_0 \quad \text{eta} \quad \eta = \frac{1}{B \cdot \phi_0} \frac{df}{dt} \quad \text{orduan :} \quad \frac{d\eta}{dt} = \frac{1}{B \cdot \phi_0} \frac{d^2f}{dt^2}$$

Eta hau (1) ekuazioan ordezkatzuz:

$$\frac{d^2f}{dt^2} + B \cdot \tau_c \cdot W \cdot \frac{df}{dt} + \left(B \cdot W - \frac{1}{\tau_c \cdot \tau_s} \right) \cdot f = 0$$

Azken ekuazio hau, Oszilazio Indargetuen Ekuazio Diferentziala da f aldagaiarentzat:

Eta ponpaketa erlatiboa definituz, atariarekiko: $r = W/W_0$

$$\frac{d^2f}{dt^2} + \frac{r}{\tau_s} \frac{df}{dt} + \frac{r-1}{\tau_c \cdot \tau_s} \cdot f = 0$$

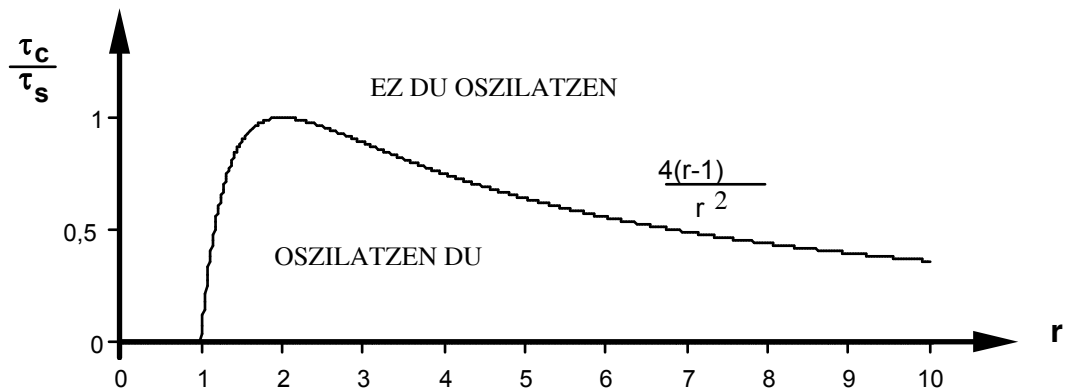
Baldin eta : $\sqrt{\frac{r-1}{\tau_c \cdot \tau_s}} > \frac{r}{2 \cdot \tau_s}$ oszilazioak agertuko dira, eta euren maiztasuna honakoa da:

$$v = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{r-1}{\tau_c \cdot \tau_s} - \left(\frac{r}{2 \cdot \tau_s} \right)^2} \approx \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{r-1}{\tau_c \cdot \tau_s}} \quad \dots \text{ indargetzea txikia bada.}$$

Baina ez du oszilatorik erakusten, baldin: $\sqrt{\frac{r-1}{\tau_c \cdot \tau_s}} < \frac{r}{2 \cdot \tau_s}$

edo berridatzita: $\frac{\tau_c}{\tau_s} < \frac{4(r-1)}{r^2}$;

Goi-mailaren biziraupena, τ_s , oso handia bada fotoiak erresonadorearen barruan duen iraupenarekin konparatuz, τ_c , oso erraza da oszilazioak agertzea (egoera solidozko laserretan τ_s ehunka mikrosegundo batzuetako da eta τ_c hamarnaka nanosegundotakoa) Baina bestalde, alderantziz bada edo biak antzekoak badira (kolorante-laserretan bezala) ez da oszilaziorik agertzen.



5.4 Irudia

Laser-igorpenean erlaxazio-oszilazioak azaltzeko baldintza

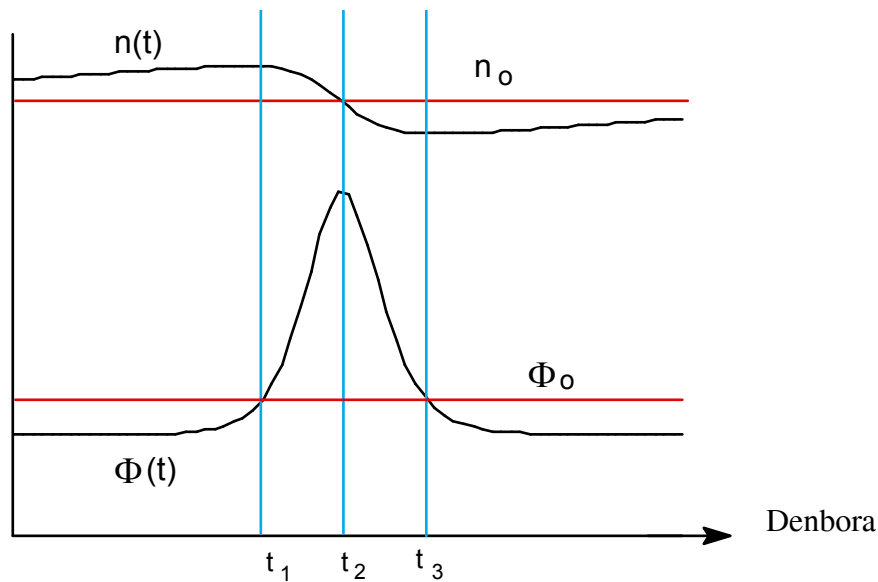
Hasierako egoera transitoria

Fotoi-dentsitateak, $\phi(t)$, bere balio egonkorra gaitzen duenean, igorpen estimatuak goi-maila hustu egiten du, ponpaketak bete egiten duen neurria baino handiago batetan, eta populazio irauliak, $n(t)$, maximo bat du (5.5 irudian t_1).

Populazio iraulia bere balio egonkorretik behera pasatzen denean, igorpen estimatua erresonadoreko galerak baino txikiagoa izaten hasten da, eta fotoi-dentsitateak maximo bat du (5.5 irudian t_2).

Fotoi-dentsitatea bere balio egonkorretik behera pasatzen denean, igorpen estimatuak goi-maila hustu egiten du, ponpaketak bete egiten duen neurri baino txikiago batetan, eta populazio irauliak, $n(t)$, minimo bat du (5.5 irudian t_3).

Prozesua behin eta berriz errepikatzen da:



5.5 Irudia

Spike bakar batetan populazio irauliaren eta fotoi-dentsitatearen arteko erlazio estua

Spike baten iraupena

Populazio irauliak, n , bere balio egonkorra gainditzen duenean, irabaziak erresonadorearen galerak gainditzen ditu eta fotoi-dentsitatea, ϕ , hazi egiten da. Hazkuntza horren erritmoa esponentziala da eta (2) ekuaziotik estimatu dezakegu:

$$\frac{d\phi}{dt} = n \cdot B \cdot \phi + \gamma \cdot \frac{n}{\tau_s} - \frac{\phi}{\tau_c} \approx \left[n \cdot B - \frac{1}{\tau_c} \right] \cdot \phi$$

$$\frac{d\phi}{\phi} = \left[n \cdot B - \frac{1}{\tau_c} \right] \cdot dt \quad \text{eta hau integragarria da:} \quad \phi = \phi_0 \cdot \exp\left[\left(n \cdot B - \frac{1}{\tau_c}\right) \cdot t\right]$$

$$\text{hau da:} \quad \phi = \phi_0 \cdot \exp[\varepsilon \cdot t]$$

hemen ϕ_0 , ϕ -ren hasierako balioa da spikearen hasieran

$$\text{eta} \quad \varepsilon = n \cdot B - \frac{1}{\tau_c} = \left(n \cdot B \cdot \tau_c - 1\right) \cdot \frac{1}{\tau_c} = \left(\frac{n}{n_\infty} - 1\right) \cdot \frac{1}{\tau_c}$$

$\varepsilon - \frac{1}{\tau_c}$ beraz, ϕ , fotoi-dentsitatearen hazkunde esponentzialaren erritmoa, τ_c -ren neurrikoa da, fotoiaren batezbesteko iraupena erresonadorearen barruan, hau da nanosegundo hamarnaka batzuk.

Spike-en arteko denbora:

Spike kontsekutibo biren arteko denbora luzeagoa da, populazio irauliak hazkunde-erritmo txikiagoa duelako

Fotoi-dentsitateak balio txikia duen bitartean, (1) ekuazioan - $n \cdot B \cdot \phi$ batugaia arbuatu dezakegu eta honakoa geratuko da:

$$\frac{dn}{dt} = W - \frac{n}{\tau_s}$$

Ekuazio integragarria da, eta populazio irauliaren hazkundearen erritmoa ematen duena, baldintza hauetan:

$$n(t) = n_0 \cdot e^{-t/\tau_s} + W \cdot \tau_s \cdot (1 - e^{-t/\tau_s})$$

Hau da, populazio iraulia, n_0 hasierako balio batetik hasita hazi egiten da τ_s hazkunde-konstantearekin, ehunka mikrosegundo batzuk.

Laser igorpenaren atzerapena:

Ponpaketa-pultsuaren hasieraren ondoren, laser igorpenaren hasiera ez da berehalakoa, atzerapen bat du.

Fotoi-dentsitateak balio txikia duen bitartean, (1) ekuazioan $n \cdot B \cdot \phi$ batugaia arbuia dezakegu eta honakoa geratuko da:

$$\frac{dn}{dt} = W - \frac{n}{\tau_s}$$

Ekuazio integragarria da, eta populazio irauiaren hazkundearen erritmoa ematen duena, baldintza hauetan, eta hasierako populazio iraulia nulua dela suposatuz:

$$n(t) = W \cdot \tau_s \cdot (1 - e^{-t/\tau_s}) \quad (3)$$

Hau da, n hazi egiten da τ_s konstantearekin eta $W \cdot \tau_s$ -rantz jotzen du $t \rightarrow \infty$ -rantz jotzen duenean. Biziraupen handiko goi-mailek populazio irauli handiagoetara iristen dira.

Laser-igorpena izan dadin, populazio irauliak, bere balio egonkorra gainditu beharko du

$$W \cdot \tau_s > n_\infty = \frac{1}{B \cdot \tau_c}$$

hau da:
$$W > \frac{1}{B \cdot \tau_c \cdot \tau_s} = W_0$$

laser ataria ematen duen (5) ekuazio bera.

Beraz ondoko adierazpen biak baliokideak dira:

Laser-igorpena izango da ponpaketak atari-balio bat gainditzen badu: W_0 , eta

Laser-igorpena izango da populazio irauliak bere balio egonkorra gainditzen badu.

Laser-hasiera kalkula dezakegu, populazio iraulia bere balio egonkorrera (n_∞) iristen den aldiunea bezala (t_0). (3) ekuazioa erabiliz:

$$n(t) = W \cdot \tau_s \cdot (1 - e^{-t/\tau_s}) = \frac{1}{B \cdot \tau_c}$$

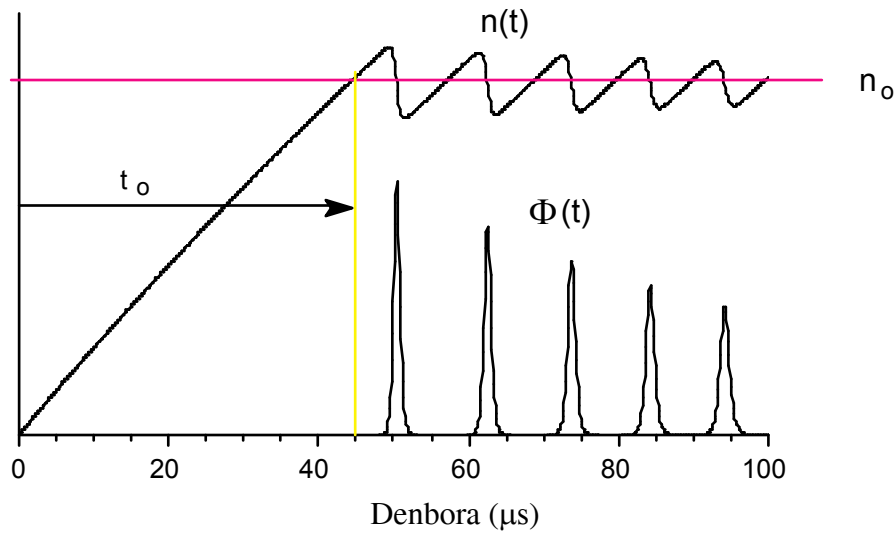
hau da:
$$t_0 = \tau_s \cdot \ln \frac{W \cdot \tau_s}{W \cdot \tau_s - n_\infty} = \tau_s \cdot \ln \frac{W}{W - W_0}$$

t_0 , populazio iraulia bere balio egonkorrera (n_∞) iristen den aldiunea da baina gutxi gora behera, laser-hasiera da. (ponpaketa-pultsua $t=0$ aldiunean hasi da)

Ponpaketa erlatiboa erabiliz, $r=W/W_0$ atariarekiko, laser-hasiera honela berriatzi daiteke:

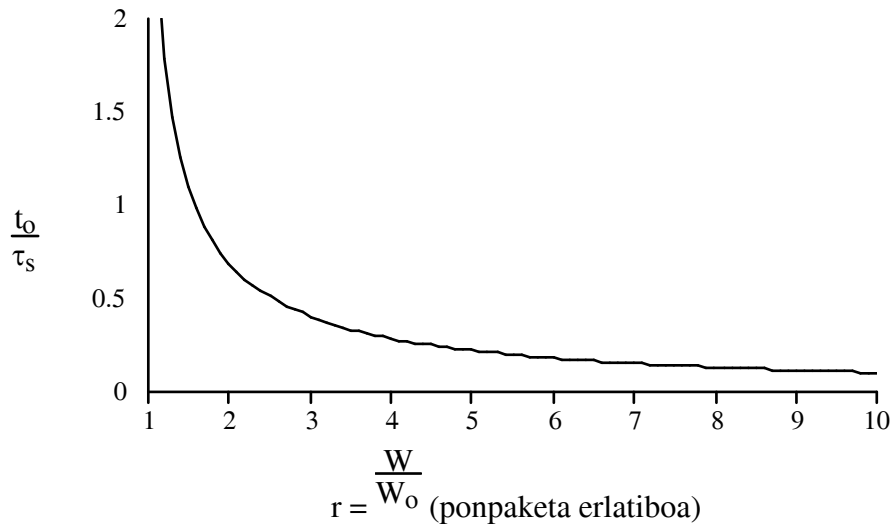
$$t_0 = \tau_s \cdot \ln \frac{r}{r-1} \tag{6}$$

Adibidez $r \approx 5$, eta $\tau_s = 200 \mu s$: $t_0 = 200 \cdot \ln \left(\frac{5}{5-1} \right) \approx 45 \mu s$



5.6 Irudia
Laser-hasieraren aldiunearen kalkulua.

(6) ekuazioa grafikoki adierazten badugu laser-hasiera eta τ_s neurri berekoak izan behar direla ikusten da:



5.7 Irudia
Laser-hasiera eta goi-mailaren biziraupenaren arteko konparazioa ponpaketa-maila ezberdinetan.

Laser igorpena lehenago hasiko da trantsizio batetan bere goi-mailak biziraupen txikia badu, τ_s txikia, eta ponpaketa erlatibo handietan.

Baina trantsizio baten laser-atariak, $W_0 = \frac{1}{B \cdot \tau_c \cdot \tau_s}$, aurkakoa dirudien arren, ez du goi-mailaren biziraupenarekin dependitzen: Einsteinen B koefizientea trantsizioaren goi-mailaren biziraupenaren alderantziz proportzionala delako eta beraz $B \cdot \tau_s$, biderkadurarekin dependitzen du.

Beraz orokorrean esan daiteke, trantsizio batetan bere goi-mailak biziraupen txikia badu, laser igorpena lehenago hasiko da

Einsteinen B koefizientea trantsizioaren goi-mailaren biziraupenaren alderantziz proportzionala denez, laserraren egoera egonkorreko potentziak ere ez du τ_s -rekin dependitzen:

$$\phi_\infty = W \cdot \tau_c - \frac{1}{B \cdot \tau_s} = \frac{W \cdot \tau_c \cdot B \cdot \tau_s - 1}{B \cdot \tau_s} = \frac{r-1}{B \cdot \tau_s}$$

Egoera egonkorreko populazio irauliak, ordea, bai dependitzen du: zenbat eta handiagoa izan τ_s egoera egonkorreko populazio iraulia ere handiagoa izango da:

$$n_\infty = \frac{1}{B \cdot \tau_c} \propto \frac{\tau_s}{\tau_c}$$

Pultsukako ponpaketarako laser-ataria:

Ponpaketa pultsukakoa bada, laser igorpena soilik gertatuko da populazio irauliak bere egoera egonkorreko balioa ponpaketa amaitu baino lehen gaitzen badu:

$$t_{\text{pump}} > t_0$$

$$t_{\text{pump}} \geq \tau_s \cdot \ln \frac{r}{r-1} = \frac{\tau_s \cdot \ln \frac{W}{W - \frac{1}{B \cdot \tau_s \cdot \tau_c}}}{B \cdot \tau_s \cdot \tau_c}$$

eta honek pultsukako laser-ataria ematen du:

$$W_{0,\text{puls}} \geq \frac{1}{B \cdot \tau_c \cdot \tau_s \cdot [1 - e^{-t_{\text{pump}}/\tau_s}]} \quad (7)$$

t_{pump} oso handia bada τ_s -rekin konparatuta, ponpaketa jarraiko laser-atariarekin koinziditzen duela erraz egiazta daiteke.

5.2.2.- ZABALERA HOMOGENEODUN MODELOA

Trantsizio elektroniko guztiek, neurri batean, zabalera espektrala dute. Arrazoi honetxegatik laserraren (1) eta (2) ekuazio dinamikoetan dependentzia espektrala sartu dugu.

Trantsizio baten zabalera homogeneoa da, goi-maila bakar batek ematen badu bere populazioa uhin luzera ezberdinetarako.

Zabalera bat homogeneotzat har dezakegu populazio ezberdinek parte hartu arren euren arteko energia-transferentzia oso bizkorra bada goi-mailaren biziraupenarekin konparatuta. Adibidez goi-maila ezberdinen arteko energia-diferentzia KT baino askoz txikiagoa bada (200 cm^{-1} gelako tenperaturan) homogeneotzat har daitezke, populazio bera konpartitzen dutelako.

Laserraren ekuazio dinamikoak zabalera espektrala kontutan hartuta, oso antzekoak dira, baina honako aldaketak ezarri behar zaizkie:

a) Definizio berri bat egin behar da: Fotoi-dentsitatea uhin luzera unitateko $\varphi(\lambda)$ uhin luzera bakoitzean. Ondoko baldintza betetzen du:

$$\phi = \int \varphi(\lambda) \cdot d\lambda$$

b) Einsteinen A eta B koefizienteetan dependentzia espektrala sartzen da, distribuzio-funtzio bat hartuta $g(\lambda)$, normalizatuta egon behar dena:

$$\int g(\lambda) \cdot d\lambda = 1$$

eta kontutan izan behar da Einsteinen A eta B koefizienteak goi-mailaren biziraupenaren alderantziz proportzionalak direla.

Erresonadore batetako luzetarako modoen arteko diferentzia honakoa da: $\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2L}$; hemen λ erradiazioaren uhin luzera da eta L erresonadorearen luzera.

Metro bateko erresonadoreetan eta Neodimioaren uhin luzerarako, $1.06 \mu\text{m}$, aipatutako modoen arteko diferentzia $5.6 \cdot 10^{-13} \text{ m}$ -takoa da, hau da, Å baten ehunena baino txikiagoa.

Beraz, geure baldintzetan laser-espektroa jarraitzat har dezakegu.

Populazio irauliaren dentsitatea bolumen unitateko "n" eta erresonadore barruko fotoi-dentsitatea uhin luzera bakoitzerako " $\varphi(\lambda)$ " izendatuko ditugu. Euren aldaketak denborarekiko ondoko ekuazioez adieraziko ditugu:

$$\frac{dn}{dt} = W - \frac{n}{\tau_s} - \int n \cdot B \cdot g(\lambda) \cdot \varphi(\lambda) \cdot d\lambda \quad (8)$$

eta λ bakoitzerako:
$$\frac{d\varphi(\lambda)}{dt} = n \cdot B \cdot g(\lambda) \cdot \varphi(\lambda) + \gamma \cdot n \cdot A \cdot g(\lambda) - \frac{\varphi(\lambda)}{\tau_c} \quad (9)$$

Parametro guztien esangurak modelo monokromatikoaren berdinak dira, (1) eta (2) ekuazioetan.

Laser igorpena hasita (9) ekuazioan igorpen espontaneoaren arbuia daiteke:

$$\frac{d\varphi(\lambda)}{dt} = n \cdot B \cdot g(\lambda) \cdot \varphi(\lambda) - \frac{\varphi(\lambda)}{\tau_c}$$

eta berriatuz:

$$\frac{d\varphi(\lambda)}{\varphi(\lambda)} = \left[n \cdot B \cdot g(\lambda) - \frac{1}{\tau_c} \right] \cdot dt$$

Ekuazio honen integretak fotoi-dentsitatearen eboluzioa ematen du:

$$\varphi(\lambda) = \varphi_0(\lambda) \cdot \exp \left[B \cdot g(\lambda) \cdot \int_0^t n \cdot dt - \frac{t}{\tau_c} \right] \quad (10)$$

Ekuazio honetan oinarriturik, λ_i eta λ_j , uhin luzera ezberdin biren eboluzioak konpara ditzakegu, zatiketa eginez:

$$\frac{\varphi(\lambda_i)}{\varphi(\lambda_j)} = \frac{\varphi_0(\lambda_i)}{\varphi_0(\lambda_j)} \cdot \exp \left\{ B \cdot [g(\lambda_i) - g(\lambda_j)] \cdot \int_0^t n \cdot dt \right\}$$

$g(\lambda_i) - g(\lambda_j)$ -ren ikurrak zera adierazten du: distribuzio-funtzioaren beherago dagoen uhin luzera, hau da irabazi txikiagoa duena, esponentzialki jaisten joango da bestearen parean. Beste hitzekin esanda laser-espektroa estutzen joango da bere maximoaren inguruan (λ_0 izendatuko dugu)

Hori bai, egoera egonkorrean, populazio iraulia konstante mantentzen da. Baldintza horietan (9) ekuazioan igorpen espontaneoaren batugaia arbuia dezakegu eta espektroan integratuz eta egoera egonkorrearen baldintza ezarriz:

$$\int \frac{d\varphi(\lambda)}{dt} \cdot d\lambda = n \cdot B \cdot \int g(\lambda) \cdot \varphi(\lambda) \cdot d\lambda - \int \frac{\varphi(\lambda)}{\tau_c} \cdot d\lambda = 0$$

Baina igorpen estimatutaren espektroa, $\varphi(\lambda)$, bere maximoaren inguruan, λ_0 , asko estutzen joan dela suposatzen badugu, $g(\lambda)$ baino askoz estuagoa izango da eta:

$$\int g(\lambda) \cdot \varphi(\lambda) \cdot d\lambda = g(\lambda_0) \cdot \phi$$

Hemen, ϕ , fotoi-dentsitate totala da, hau da uhin luzera guztietan integratuta. Eta (9) ekuazioa honela geratzen da:

$$\frac{d\phi}{dt} = n \cdot B \cdot g(\lambda_0) \cdot \phi - \frac{\phi}{\tau_c} = 0$$

$$n_\infty = \frac{1}{B \cdot g(\lambda_0) \cdot \tau_c} \quad (11)$$

Emaitza hau (10) ekuazioan ordezkatzuz:

$$\varphi(\lambda) = \varphi_0(\lambda) \cdot \exp \left[B \cdot g(\lambda) \cdot \int_0^t \frac{1}{B \cdot g(\lambda_0) \cdot \tau_c} dt - \frac{t}{\tau_c} \right] = \varphi_0(\lambda) \cdot \exp \left[\frac{g(\lambda)}{g(\lambda_0)} \frac{t}{\tau_c} - \frac{t}{\tau_c} \right] =$$

$$\varphi(\lambda) = \varphi_0(\lambda) \cdot \exp \left[\frac{g(\lambda) - g(\lambda_0)}{g(\lambda_0)} \cdot \frac{t}{\tau_c} \right]$$

Eta edozein λ uhin luzeraren igorpena eta λ_0 maximoarena konparatzen baditugu, zatidura eginez:

$$\frac{\varphi(\lambda)}{\varphi(\lambda_0)} = \frac{\varphi_0(\lambda)}{\varphi_0(\lambda_0)} \cdot \exp \left\{ \frac{g(\lambda) - g(\lambda_0)}{g(\lambda_0)} \cdot \frac{t}{\tau_c} \right\}$$

Gainera maximotik hurbil dagoen uhin luzera bat hartu dezakegu eta laser-hasiera baino lehen suposa dezakegu ez dela asko estutu, hortaz: $\varphi_0(\lambda_0) \approx \varphi_0(\lambda)$ eta orduan:

$$\boxed{\frac{\varphi(\lambda)}{\varphi(\lambda_0)} = \exp \left\{ \frac{g(\lambda) - g(\lambda_0)}{g(\lambda_0)} \cdot \frac{t}{\tau_c} \right\}} \quad (12)$$

(12) ekuazioak laser-espektroaren estutze-erritmoa ematen du. Edozein uhin luzeratako laser-igorpena esponentzialki beheratzen da, maximoarekiko, eta beherapenaren konstante tenporalak bi gairekin dependitzen du:

a) τ_c , fotoiaren batezbesteko iraupena erresonadorearen barruan, hau da nanosegundo hamarnaka batzuk.

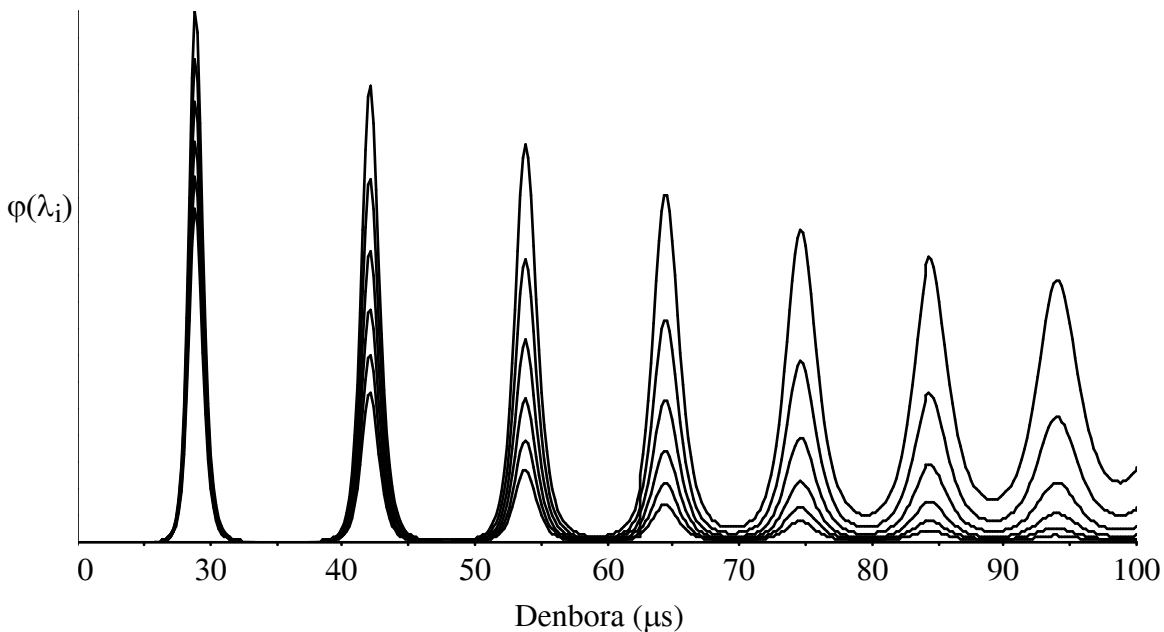
b) Uhin luzera horren hurbiltasuna maximora, $g(\lambda)$ distribuzio-funtzioan. (zenbat eta urrutiago egon lehenago jaisten da)

Adibidez: $\tau_c = 50$ ns, eta distribuzio-funtzioan maximoaren azpitik %1 soilik dagoen uhin

$$\frac{g(\lambda) - g(\lambda_0)}{g(\lambda_0)}$$

luzera batentzat: $g(\lambda_0) = -0.01$. Uhin luzera horren beherapen-denbora maximoarekiko honakoa izango da: $\frac{\tau_c}{0.01} = 5 \mu\text{s}$. Ehunka mikrosegundotako laser pultsu batetan uhin luzera horren kontribuzioa, laser-espekto totalean, oso txikia izango da.

Ekuazio dinamikoen integraketa numeriko batek, espektoaren estutzea erakusten du. 5.8 irudian: maximoko uhin luzeraren fotoi-dentsitatea eta beste bost adierazi dira: maximoa baino %0,1,2,3,4 eta 5 beherago ($r=4$, $\tau_s=200\mu\text{s}$, eta $\tau_c=100\text{ns}$).



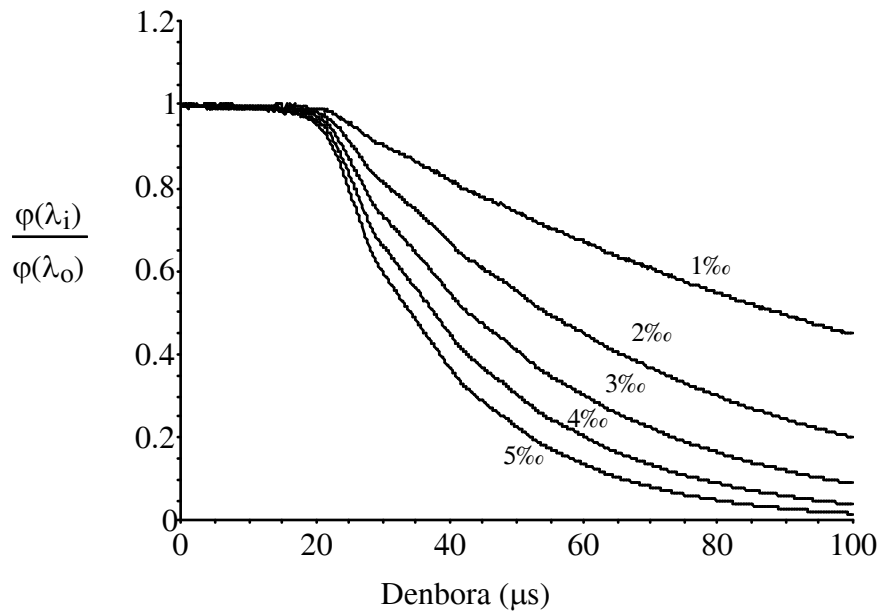
5.8 Irudia

Fotoi-dentsitateen eboluzio tenporalak uhin luzera ezberdinetan. Maximoaren uhin luzeran (gaineko kurba) eta beste bost uhin luzeratan: $g(\lambda)$ distribuzio funtzioan maximoa baino %0,1,2,3,4 eta 5 beherago ($\tau_c=100\text{ns}$)

Bost uhin luzera horien fotoi-dentsitateak maximoarenagatik zatitzen baditugu

$$\frac{\phi(\lambda_i)}{\phi(\lambda_0)}$$

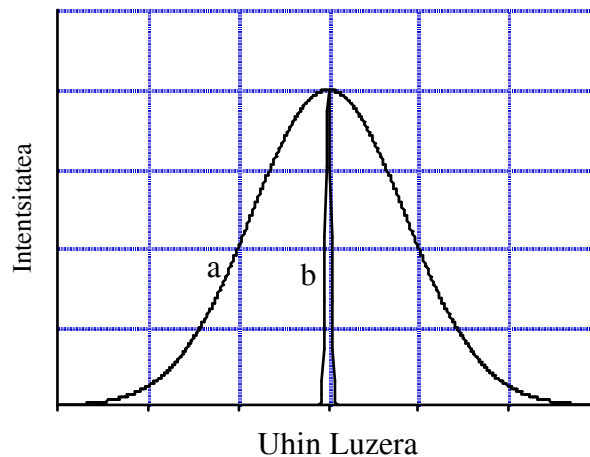
eta zatidura hori grafikoki denboran zehar adierazten baditugu, (12) ekuazioaren beherapen esponentziala egiaztatzen da (5.9 irudia)



5.9 Irudia

Uhin luzera ezberdinen fotoi-dentsitateen zatidura, maximoaren fotoi-dentsitateagatik.
Uhin luzerak $g(\lambda)$ distribuzio-funtzioan soilik maximoa baino %1,2,3,4 eta 5 daude.

Laser igorpenaren espektroan alboetako uhin-luzerek oso beherapen azkarra jasaten dute erdikoarekiko. Honek ematen du estutze bizkorraren erritmoaren ideia, 5.8 irudian adierazitako uhin luzerak $g(\lambda)$ distribuzio-funtzioan gailurretik milaren gutxi batzuk beherago baino ez daudela kontutan izanda.



5.10 Irudia

Laser espektroaren zabalera (b) igorpen espontaneoaren espektroaren (a) %3 baino ez da
($r=2$, $\tau_s=200 \mu s$, $\tau_c=10 ns$, $t_{pump}=100 \mu s$)

$g(\lambda)$ distribuzio-funtzioan, maximitik ehuneko gutxi batzuk beherago dauden uhin luzerek ia ez dute kontribuziorik laser-igorpenaren espektroan. Eta egitekotan igorpenaren hasieran izango da, gero oso bizkor beheratzen dira-ta.

Laser-igorpenaren hasieran da espektroa zabalena, eta beraz irabazi gutxiko uhin luzerek, orduantxe har dezakete parte laser-igorpenean, baina ez geroagoko aldiunetan.

(8) ekuazioan, ere laser espektroa, $\varphi(\lambda)$, bere λ_0 maximoaren inguruan asko estutu dela eta igorpen espontaneoaren $g(\lambda)$ distribuzio-funtzioa baino askoz estuagoa dela suposatzen badugu:

$$\int g(\lambda) \cdot \varphi(\lambda) \cdot d\lambda = g(\lambda_0) \cdot \phi$$

Hemen, ϕ , fotoi-dentsitate totala da, hau da uhin luzera guztietan integratuta. Eta (8) ekuazioa honela geratzen da:

$$\frac{dn}{dt} = W - \frac{n}{\tau_s} - n \cdot B \cdot g(\lambda_0) \cdot \phi = 0$$

Adierazpen honetatik egoera egonkorreko fotoi-dentsitatea atera dezakegu, lehenago lortutako egoera egonkorreko populazio irauliaren emaitza ordezkatur.

$$\boxed{\phi_{\infty} = W \cdot \tau_c - \frac{1}{B \cdot g(\lambda_0) \cdot \tau_s}} \quad (13)$$

Eta honek ematen digu laser-ataria zabalera homogeneoarekin

$$W_0 = \frac{1}{B \cdot g(\lambda_0) \cdot \tau_s \cdot \tau_c}$$

Zenbat eta zabalagoa izan $g(\lambda)$ distribuzio-funtzioa, txikiagoa izango da bere gailurreko balioa (normalizatuta dagoelako) eta beraz laser-ataria handiagoa izango da.

Modelo monokromatikoaren beste emaitza guztiek ere zabalera homogeneorako balio dute: erlaxazio-oszilazioen maiztasuna, populazio irauliaren eboluzio tenporala, laser-hasiera, eta abar.

5.2.3.- ZABALERA INHOMOGENEODUN MODELOA

Aurreko atalean, laser espektroaren portaera aztertu dugu trantsizioaren zabalera homogeneoa bada: igorpen estimatuaren espektroa denboran zehar estutu egiten da.

Ekuazio dinamikoen esparrua zabalera inhomogeneoaren kasura ere zabaltu egin dugu. Trantsizio bi edo gehiagoren goi-mailen populazioak independienteak badira, baina euren igorpenak solapatu egiten badira, eta populazio bakoitzak kontribuzio ezberdinak ematen ditu laser igorpenean.

Solapatzen badira trantsizio baten laser-igorpenak bere goi-maila hustu ez ezik, bestearena ere hustu ere egin ahal izango du.

Trantsizio baten zabalera inhomogeneotzat har dezakegu populazio ezberdinek parte hartzeaz gain ez badute euren arteko energia-transferentziarik edo energia-transferentzia oso motela bada goi-mailaren biziraupenarekin konparatuta.

Adibidez "toki" kristalografiko ezberdinen artean ez badago transferentziarik, edo ez bada oso bizkorra, euren populazioak independienteki jokatuko dute, energietan oso hurbil egon arren.

Solapatzea oso ahula bada, igorpen espontaneozko espektroak urruti daudelarik, euren laser igorpenak independienteak izango dira, bakoitzak laser-atari ezberdinekin, laser-hasiera ezberdinekin, eta abar, eta oso erraz bereiztuko dira.

Populazio irauli bakoitzaren dentsitatea bolumen unitateko " n_i " eta erresonadore barruko fotoi-dentsitatea uhin luzera bakoitzerako " $\varphi(\lambda)$ " izendatuko ditugu. Euren aldaketak denborarekiko ondoko ekuazioez adieraziko ditugu:

Populazio bakoitzerako:

$$\frac{dn_i}{dt} = W_i - \frac{n_i}{\tau_{si}} - B_i \cdot n_i \cdot \int g_i(\lambda) \cdot \varphi(\lambda) \cdot d\lambda \quad (14)$$

Eta λ uhin luzera bakoitzerako:

$$\frac{d\varphi(\lambda)}{dt} = \varphi(\lambda) \cdot \sum_{i=1}^N n_i \cdot B_i \cdot g_i(\lambda) + \gamma \cdot \sum_{i=1}^N n_i \cdot A_i \cdot g_i(\lambda) - \frac{\varphi(\lambda)}{\tau_c} \quad (15)$$

Hemen W_i ponpaketa-erritmoak dira populazio bakoitzerako. Zentro bakoitzaren kontzentrazioaren proportzionalak dira.

τ_{si} trantsizio bakoitzaren goi-mailaren biziraupena.

A_i eta B_i Einstein-en igorpen espontaneo eta estimulatutako koefizienteak trantsizio bakoitzerako.

$g_i(\lambda)$ trantsizio bakoitzaren distribuzio-funtzioak dira, λ_i uhin luzeran zentratuta eta normalizatuta egon behar dute.

$$\int g_i(\lambda) \cdot d\lambda = 1$$

Einstein-en igorpen espontaneo eta estimulatutako koefizienteak trantsizio bakoitzerako goi-mailaren biziraupenaren alderantziz proportzionalak dira.

Modelo honetan kasu orokorrean N populazio ezberdin har daitezke kontutan, baina guk kalkuluetarako $N=2$ kasua egin dugu soilik.

Laser igorpena hasita (15) ekuazioan igorpen espontaneoaren arbuia daiteke:

$$\frac{d\varphi(\lambda)}{dt} = [n_1 \cdot B_1 \cdot g_1(\lambda) + n_2 \cdot B_2 \cdot g_2(\lambda)] \cdot \varphi(\lambda) - \frac{\varphi(\lambda)}{\tau_c}$$

baina berridatziz:

$$\frac{d\varphi(\lambda)}{\varphi(\lambda)} = \left[n_1 \cdot B_1 \cdot g_1(\lambda) + n_2 \cdot B_2 \cdot g_2(\lambda) - \frac{1}{\tau_c} \right] \cdot dt$$

Ekuazio honen integraketak honakoa ematen du:

$$\varphi(\lambda) = \varphi_0(\lambda) \cdot \exp \left[B_1 \cdot g_1(\lambda) \cdot \int_0^t n_1 \cdot dt + B_2 \cdot g_2(\lambda) \cdot \int_0^t n_2 \cdot dt - \frac{t}{\tau_c} \right]$$

Ekuazio honetan oinarriturik, λ_i eta λ_j uhin luzera ezberdin biren eboluzioak konpara ditzakegu, zatiketa eginez:

$$\frac{\varphi(\lambda_i)}{\varphi(\lambda_j)} = \frac{\varphi_0(\lambda_i)}{\varphi_0(\lambda_j)} \cdot \exp \left[B_1 \cdot [g_1(\lambda_i) - g_1(\lambda_j)] \cdot \int_0^t n_1 \cdot dt + B_2 \cdot [g_2(\lambda_i) - g_2(\lambda_j)] \cdot \int_0^t n_2 \cdot dt \right]$$

Baina n_1 eta n_2 konstanteak dira $t \rightarrow \infty$ jotzean:

$$\frac{\varphi(\lambda_i)}{\varphi(\lambda_j)} = \frac{\varphi_0(\lambda_i)}{\varphi_0(\lambda_j)} \cdot \exp \left\{ B_1 \cdot [g_1(\lambda_i) - g_1(\lambda_j)] \cdot n_{\infty 1} \cdot t + B_2 \cdot [g_2(\lambda_i) - g_2(\lambda_j)] \cdot n_{\infty 2} \cdot t \right\}$$

Eta irabazi netoaren funtzioa definitzen badugu: $C(\lambda) = n_1 \cdot B_1 \cdot g_1(\lambda) + n_2 \cdot B_2 \cdot g_2(\lambda)$
(17)

$$\frac{\varphi(\lambda_i)}{\varphi(\lambda_j)} = \frac{\varphi_0(\lambda_i)}{\varphi_0(\lambda_j)} \cdot \exp \left\{ [C(\lambda_i) - C(\lambda_j)] \cdot t \right\}$$

Ekuazio honetan honakoa ondoriozta daiteke: $C(\lambda)$ koefiziente txikiagoa duen uhin luzera bat esponentzialki beheratzen joango da $C(\lambda)$ koefiziente handiagoa duenaren parean, hau da, egoera egonkorrean, espektroa estutzen joango da $C(\lambda)$ funtzioak maximo bat duen uhin luzeraren inguruan. Maximoa bakarra bada (solapatze handia) laser-igorpena bakarra izango da populazio bi tartean egon arren.

Kalkula dezagun ba, $C(\lambda)$ funtzioaren maximoa: $C(\lambda) = n_1 \cdot B_1 \cdot g_1(\lambda) + n_2 \cdot B_2 \cdot g_2(\lambda)$

Irabazi netoaren, $C(\lambda)$ -ren, maximoa denboran alda daiteke, n_1 eta n_2 denboran zehar aldatzen direlako

Kalkula dezagun lehenik $C(\lambda)$ irabazi netoaren maximoa egoera egonkorrean:

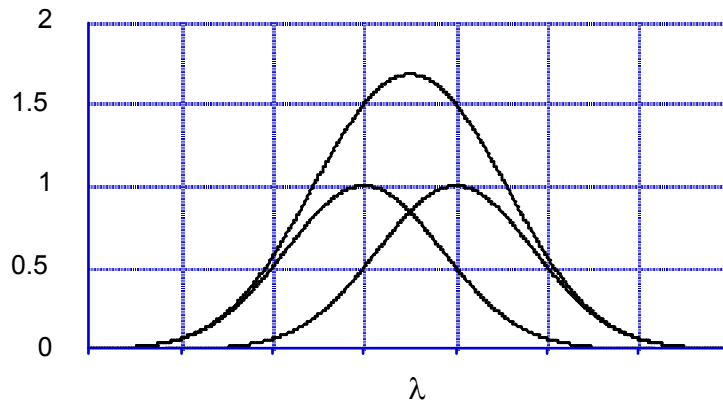
Demagun $g_1(\lambda)$ eta $g_2(\lambda)$ gaussiarrak direla:

$$g_1(\lambda) = g_{01} \cdot \exp \left[-\left(\frac{\lambda - \lambda_1}{\Delta \lambda_1} \right)^2 \cdot \ln 2 \right]; \text{ baina } g_{01} = \frac{1}{\Delta \lambda_1} \cdot \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \text{ normalizatua bada}$$

$$g_2(\lambda) = g_{02} \cdot \exp \left[-\left(\frac{\lambda - \lambda_2}{\Delta \lambda_2} \right)^2 \cdot \ln 2 \right]; \text{ baina } g_{02} = \frac{1}{\Delta \lambda_2} \cdot \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \text{ normalizatua bada}$$

hemen λ_1 eta λ_2 bi gailurren uhin luzerak dira, $\Delta \lambda_1$ eta $\Delta \lambda_2$ zabalaren erdiak maximoaren altueraren erdian (HWHM). Bien altuerak zabalaren alderantziz proportzionalak dira.

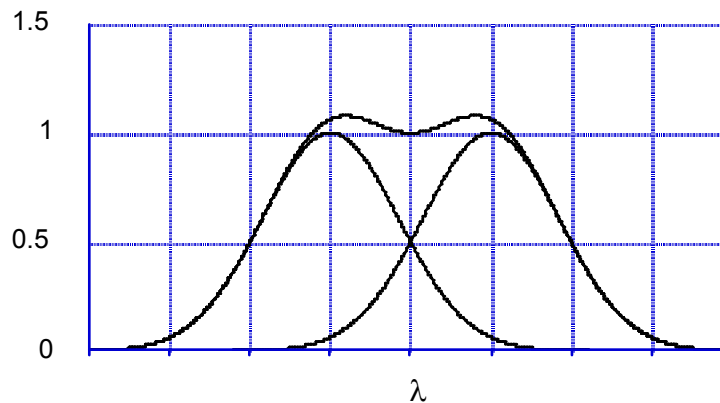
$C(\lambda)$ funtzioaren maximoa bakarra izan daiteke 5.11 irudian bezala. Hemen $n_1 \cdot B_1 = n_2 \cdot B_2$ hartu da, zabaleraerdiak berdinak: $\Delta \lambda_1 = \Delta \lambda_2 = \Delta \lambda$, eta bien arteko distantzia zabaleraerdiaren berdina: $\lambda_2 - \lambda_1 = \Delta \lambda_1 = \Delta \lambda_2 = \Delta \lambda$.

**5.11 Irudia**

Distribuzio-funtzio Gaussiar bi eta euren batura.
zabaleraerdiak berdinak, eta bien arteko distantzia zabaleraerdiaren berdina.

$C(\lambda)$ funtzioak maximo bi ere izan ditzake bien arteko $\lambda_2 - \lambda_1$ distantzia handia bada $\Delta\lambda_1$ eta $\Delta\lambda_2$ zabaleraerdiekin konparatuta.

5.12 irudian $n_1 = n_2$, $\Delta\lambda_1 = \Delta\lambda_2 = \Delta\lambda$ eta bien arteko distantzia $\lambda_2 - \lambda_1$ zabaleraerdien bikoitza da: $\lambda_2 - \lambda_1 = 2 \cdot \Delta\lambda$.

**5.12 Irudia**

Distribuzio-funtzio Gaussiar bi eta euren batura.
zabaleraerdiak berdinak, eta bien arteko distantzia zabaleraerdiaren bikoitza.

Gainera maximo biak ezberdinak izan daitezke $n_1 \neq n_2$ baldin bada.

Demagun kasurik sinpleena, maximo bakarra dagoenean, 5.11 irudian bezala.

$C(\lambda)$ funtzioaren deribatua eginez λ -rekiko eta zerori berdinduz:

$$n_1 \cdot B_1 \cdot \frac{dg_1(\lambda)}{d\lambda} + n_2 \cdot B_2 \cdot \frac{dg_2(\lambda)}{d\lambda} = 0$$

n_1 , n_2 , B_1 eta B_2 ez dute uhin luzerarekin dependitzen.

$$\text{Gainera: } \frac{dg_1(\lambda)}{d\lambda} = -g_1(\lambda) \cdot \frac{(\lambda-\lambda_1)}{\Delta\lambda_1^2} \cdot 2 \cdot \ln 2 \quad \text{eta}$$

$$\frac{dg_2(\lambda)}{d\lambda} = -g_2(\lambda) \cdot \frac{(\lambda-\lambda_2)}{\Delta\lambda_2^2} \cdot 2 \cdot \ln 2$$

$$\text{orduan: } n_1 \cdot B_1 \cdot g_1(\lambda) \cdot \frac{(\lambda-\lambda_1)}{\Delta\lambda_1^2} + n_2 \cdot B_2 \cdot g_2(\lambda) \cdot \frac{(\lambda-\lambda_2)}{\Delta\lambda_2^2} = 0$$

Gaussiar bien zabalera berdina direla suposatzen badugu: $\Delta\lambda_1 = \Delta\lambda_2$

$$n_1 \cdot B_1 \cdot g_1(\lambda) \cdot (\lambda-\lambda_1) + n_2 \cdot B_2 \cdot g_2(\lambda) \cdot (\lambda-\lambda_2) = 0$$

$$\text{edo } \lambda \cdot [n_1 \cdot B_1 \cdot g_1(\lambda) + n_2 \cdot B_2 \cdot g_2(\lambda)] = n_1 \cdot B_1 \cdot g_1(\lambda) \cdot \lambda_1 + n_2 \cdot B_2 \cdot g_2(\lambda) \cdot \lambda_2$$

$$\lambda = \frac{n_1 \cdot B_1 \cdot g_1(\lambda)}{n_1 \cdot B_1 \cdot g_1(\lambda) + n_2 \cdot B_2 \cdot g_2(\lambda)} \cdot \lambda_1 + \frac{n_2 \cdot B_2 \cdot g_2(\lambda)}{n_1 \cdot B_1 \cdot g_1(\lambda) + n_2 \cdot B_2 \cdot g_2(\lambda)} \cdot \lambda_2 \quad (17)$$

Hau da $C(\lambda)$ irabazi netoaren maximoaren uhin luzerak betetzen duen baldintza; behatu bedi λ uhin luzera ez dagoela erabat bakanduta.

Kalkula ditzagun n_1 eta n_2 , egoera egonkorrean:

$\varphi(\lambda)$ laser-espektroaren zabalera, egoera egonkorrean, $g_1(\lambda)$ eta $g_2(\lambda)$ distribuzio funtzioak baino askoz estuagoa dela suposatzen badugu (Dirac-en delta bat bezala) eta laser-igorpenaren uhin-luzerari λ_F deitzen badiogu (14) ekuazioetako integrala sinplifikatu egiten da eta honakoa gelditzen da:

$$n_1 \cdot B_1 \cdot \int g_1(\lambda) \cdot \varphi(\lambda) \cdot d\lambda = n_1 \cdot B_1 \cdot g_1(\lambda_F) \cdot \phi$$

$$n_2 \cdot B_2 \cdot \int g_2(\lambda) \cdot \varphi(\lambda) \cdot d\lambda = n_2 \cdot B_2 \cdot g_2(\lambda_F) \cdot \phi$$

Hemen ϕ fotoi-dentsitate totala da, hau da uhin luzera guztietan integratuta.

(14) ekuazioetan egoera egonkorreko baldintza ezarriz,

$$\frac{dn_1}{dt} = W_1 - \frac{n_1}{\tau_{s1}} - n_1 \cdot B_1 \cdot g_1(\lambda_F) \cdot \phi = 0$$

$$\frac{dn_2}{dt} = W_2 - \frac{n_2}{\tau_{s2}} - n_2 \cdot B_2 \cdot g_2(\lambda_F) \cdot \phi = 0$$

Egoera egonkorreko populazio iraulien dentsitateen adierazpenak lortzen dira

$$n_{1\infty} = \frac{W_1}{\frac{1}{\tau_{s1}} + B_1 \cdot g_1(\lambda_F) \cdot \phi} \quad \text{eta} \quad n_{2\infty} = \frac{W_2}{\frac{1}{\tau_{s2}} + B_2 \cdot g_2(\lambda_F) \cdot \phi}$$

Adierazpen hauek asko sinplifikatzen dira ponpaketa-maila altua dela suposatzen badugu (saturazioa)

$$n_{1\infty} = \frac{W_1}{\frac{1}{\tau_{s1}} + B_1 \cdot g_1(\lambda_F) \cdot \phi} \approx \frac{W_1}{B_1 \cdot g_1(\lambda_F) \cdot \phi} \quad (18)$$

$$n_{2\infty} = \frac{W_2}{\frac{1}{\tau_{s2}} + B_2 \cdot g_2(\lambda_F) \cdot \phi} \approx \frac{W_2}{B_2 \cdot g_2(\lambda_F) \cdot \phi} \quad (19)$$

Emaitza hauek (17) ekuazioan ordezkatzuz egoera egonkorreko $C(\lambda)$, irabazi netoaren maximoaren uhin luzera ematen du:

$$\lambda_F = \frac{W_1}{W_1 + W_2} \cdot \lambda_1 + \frac{W_2}{W_1 + W_2} \cdot \lambda_2 \quad (20)$$

Trantsizio independente biren igorpenak oso solapatuta baldin badaude, laser igorpenaren uhin luzera egoera egonkorrean, maximo bien bitarteko bat da, hain zuzen $C(\lambda) = n_1 \cdot B_1 \cdot g_1(\lambda) + n_2 \cdot B_2 \cdot g_2(\lambda)$ irabazi netoaren maximoa. Maximo honek, trantsizio bien ponpaketa parametroen erlazioarekin soilik dependitzen du, hau da populazio-mota bakoitzaren kontzentrazio erlatiboaz.

Adierazpen honek partikula biren masa-zentroaren antza dauka, baina kontutan eduki beharreko magnitudea W ponpaketa parametroa da, edo populazio bakoitzaren kontzentrazioa.

Emaitza hau erabilita, egoera egonkorreko populazio irauliak kalkula daitezke, (18) eta (19) ekuazioetan ordezkatuta.

$$n_1 = \frac{r_c}{r_c + 1} \cdot \frac{1}{B_1 \cdot g_1(\lambda_F) \cdot \tau_c} \quad (21) \quad n_2 = \frac{1}{r_c + 1} \cdot \frac{1}{B_2 \cdot g_2(\lambda_F) \cdot \tau_c} \quad (22)$$

Eta egoera egonkorreko fotoi-dentsitatea erresonadorearen barruan:

$$\phi = \frac{r \cdot (r_c + 1)}{r \cdot B_1 \cdot g_1(\lambda_F) \cdot \tau_{s1} + B_2 \cdot g_2(\lambda_F) \cdot \tau_{s2}} \quad (23)$$

Hemen r_c , populazio bien kontzentrazioen erlazioa da: $r_c = W_1 / W_2$.

Egoera egonkorreko uhin luzera r_c -ren menpe idazten bada:

$$\lambda_F = \frac{r_c}{r_c + 1} \cdot \lambda_1 + \frac{1}{r_c + 1} \cdot \lambda_2 \quad (24)$$

Laser hasieraren uhin luzera:

Ikusi dugunez, trantsizio homogeen eta oso solapatu biz osatutako igorpen inhomogeen baten laser igorpena, irabazi netoaren kurbaren maximoan gertatzen da:

$$C(\lambda) = n_1 \cdot B_1 \cdot g_1(\lambda) + n_2 \cdot B_2 \cdot g_2(\lambda)$$

Kurba hau denboran zehar aldatu egiten da n_1 eta n_2 denborarekin aldatzen direlako.

Oraindik laser-igorpena hasi ez denean, (14) ekuazioan, $-n \cdot B \cdot \phi$, igorpen estimatutaren batugaia arbuia daiteke oraindik, ϕ , fotoi-dentsitatea oso txikia delako, eta:

$$\frac{dn_1}{dt} = W_1 - \frac{n_1}{\tau_{s1}} \quad \text{eta} \quad \frac{dn_2}{dt} = W_2 - \frac{n_2}{\tau_{s2}}$$

Biak integragarriak dira eta laser-hasiera baino lehenagoko populazio iraulien hazkundera ematen dute:

$$n_1(t) = W_1 \cdot \tau_{s1} \cdot (1 - e^{-t/\tau_{s1}}) \quad \text{eta} \quad n_2(t) = W_2 \cdot \tau_{s2} \cdot (1 - e^{-t/\tau_{s2}})$$

Baina igorpenak galerak gaintzen dituenean, laser-ozilazioa hasiko da eta (15) ekuazioan:

$$\frac{d\phi(\lambda)}{dt} = [n_1 \cdot B_1 \cdot g_1(\lambda) + n_2 \cdot B_2 \cdot g_2(\lambda)] \cdot \phi(\lambda) + \gamma \cdot n_1 \cdot A_1 \cdot g_1(\lambda) + \gamma \cdot n_2 \cdot A_2 \cdot g_2(\lambda) - \frac{\phi(\lambda)}{\tau_c} \geq 0$$

Eta laser-igorpena hasten denean, igorpen estimatua igorpen espontaneo baino askoz handiagoa izango da eta hortaz, ekuazio horretan ardatzaren norabideko igorpen espontaneoaren batugaia arbuia dezakegu:

$$\frac{d\varphi(\lambda)}{dt} = [n_1 \cdot B_1 \cdot g_1(\lambda) + n_2 \cdot B_2 \cdot g_2(\lambda)] \cdot \varphi(\lambda) - \frac{\varphi(\lambda)}{\tau_c} \geq 0$$

Ekuazio honek laser-igorpena noiz hasiko den adierazten du: uhin luzeraren batetan ondoko baldintza asetzen denean.

$$[n_1 \cdot B_1 \cdot g_1(\lambda) + n_2 \cdot B_2 \cdot g_2(\lambda)] \geq \frac{1}{\tau_c}$$

Hau da, $C(\lambda) = n_1 \cdot B_1 \cdot g_1(\lambda) + n_2 \cdot B_2 \cdot g_2(\lambda)$ funtzioaren maximoan berriz ere, egoera egonkorrean bezala, baina laseatu baino lehen, n_1 eta n_2 populazio iraulien eboluzioa ezberdina da.

1. hurbilketa: laser-hasiera, τ_{s1} eta τ_{s2} baino asko lehenago gertatzen bada, ($t \ll \tau_{s1}$ eta $t \ll \tau_{s2}$), eta hau gertatuko da ponpaketa-maila handia bada edo τ_{s1} eta τ_{s2} handiak badira:

$$n_1(t) = W_1 \tau_{s1} (1 - e^{-t/\tau_{s1}}) = W_1 \cdot \tau_{s1} (1 - 1 + \frac{t}{\tau_{s1}} - \dots) \approx W_1 \cdot t$$

$$n_2(t) = W_2 \tau_{s2} (1 - e^{-t/\tau_{s2}}) = W_2 \cdot \tau_{s2} (1 - 1 + \frac{t}{\tau_{s2}} - \dots) \approx W_2 \cdot t$$

Orduan $C(\lambda)$ funtzioa laseatu baino lehen:

$$n_1 \cdot B_1 \cdot g_1(\lambda) + n_2 \cdot B_2 \cdot g_2(\lambda) \approx W_1 \cdot t \cdot B_1 \cdot g_1(\lambda) + W_2 \cdot t \cdot B_2 \cdot g_2(\lambda) = [W_1 \cdot B_1 \cdot g_1(\lambda) + W_2 \cdot B_2 \cdot g_2(\lambda)] \cdot t$$

orduan bere maximoak ez du denborarekin dependitzen, eta ondoko funtzioaren maximoa da:

$$[W_1 \cdot B_1 \cdot g_1(\lambda) + W_2 \cdot B_2 \cdot g_2(\lambda)]$$

Funtzio honen maximoan gertatuko da laser-igorpenaren hasiera: λ_0 deituko diogu.

$$\boxed{\lambda_0 = \text{MAX}[W_1 \cdot B_1 \cdot g_1(\lambda) + W_2 \cdot B_2 \cdot g_2(\lambda)]} \quad (25)$$

Orokorrean, λ_0 eta λ_F , ezberdinak izan daitezke, hau da, laser igorpena uhin luzera batetan hasten da eta egoera egonkorrean beste uhin luzera batetan laseatzen du: beraz laser igorpenaren espektroaren maximoa desplazatu egiten da denboran.

Emaitza hau logikoa da, trantsizio independente bi kontutan hartzen baditugu, solapatuko ez balira: bietako bat lehenago hasiko litzateke laseatzen, baina gero, bestea hasten da, eta egoera egonkorrean bakoitzak bere intentsitateaz laseatuko du.

Asko solapatzen direnean, antzeko portaera daukate, baina ezinezkoa da biak bereiztea, oso hurbil daudelako.

Adibidez:

$$r_c = \frac{W_1}{W_2} = 2/3 \text{ (2. populazioa, 1 populazioa baino kontzentratuagoa)}$$

$$B_1 = B_2 \quad (\Rightarrow \tau_{s1} = \tau_{s2});$$

$$\Delta\lambda_1 = \Delta\lambda_2 = \Delta\lambda = 200 \text{ eta } \lambda_1 = 150, \lambda_2 = 450 \quad (\Rightarrow \lambda_2 - \lambda_1 = 300) \text{ (unitate erlatiboak)}$$

(25) ekuaziotik laser igorpenaren hasierako uhin luzera kalkula dezakegu:
 $\lambda_0 = \text{MAX}[W_1 \cdot B_1 \cdot g_1(\lambda) + W_2 \cdot B_2 \cdot g_2(\lambda)] = 386 \text{ (unitate erlatiboak)}$

eta (24) ekuaziotik laser igorpenaren egoera egonkorreko uhin luzera kalkula dezakegu:

$$\lambda_F = \frac{r_c}{r_c + 1} \lambda_1 + \frac{1}{r_c + 1} \lambda_2 = 330 \text{ (unitate erlatiboak)}$$

Uhin luzera bi horiek, hasierakoa eta egoera egonkorrekoa, ezberdinak dira.

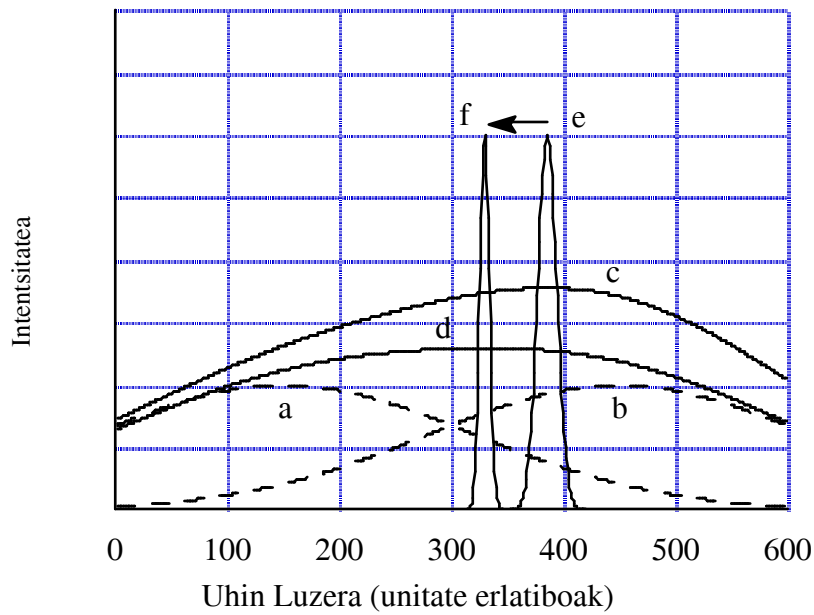
Beraz laser-transitorioaren bitartean 56 unitate erlatiboko laser-espektroaren desplazamendua nabarmena da..

Desplazamendu hau zabalera homogeenaren %15-ekoa da, edo zabalera inhomogeenaren %10-ekoa.

Irabazi netoa, $C(\lambda) = n_1 \cdot B_1 \cdot g_1(\lambda) + n_2 \cdot B_2 \cdot g_2(\lambda)$, grafikoki adieraz dezakegu

hasierako aldiunean: $C(\lambda) \approx W_1 \cdot B_1 \cdot g_1(\lambda) + W_2 \cdot B_2 \cdot g_2(\lambda)$

eta egoera egonkorrean, n_1 eta n_2 (21) eta (22) ekuazioetatik kalkulatu:



5.13 Irudia

- $C(\lambda)$ Irabazi netoaren kurbaren eboluzioa. a: $B_1g_1(\lambda)$, b: $B_2g_2(\lambda)$,
 c: irabaziaren kurba laser igorpena hasten den aldiunean.
 d: irabaziaren kurba egoera egonkorrean.
 e: laser-espektroa hasieranf: laser-espektroa egoera egonkorrean.
 (c,d,e eta f-ren intentsitateak normalizatuta daude)

Grafiko honetan nabaria da laser-igorpena irabaziaren kurbaren maximoan gertatzen dela, bai laser-hasieran eta bai egoera egonkorrean. Bitarteko transitorioan norabide horretan desplazatzen egongo da.

5.3 atalean ikusiko dugunez modelo ezberdinen emaitza teorikoak erabiliko ditugu, laser-igorpen esperimentalen analisia egiteko eta horrela populazio ezberdinen arteko transferentzia estimatzeko: handia bada (modelo homogeneoa) edo txikia (modelo inhomogeneoa) kasu guztietan goi-mailen biziraupenarekin konparatuta.

5.3.- MODELOAREN DISKUSIOA EMAITZA ESPERIMENTALEKIN

Laserraren ekuazio dinamikoek ematen duten emaitza teorikoak, geure emaitza esperimentalekin konparatu daitezke lan honetan aztertutako lagin bakoitzean.

Ikertutako lau materialeetan arazo nagusi bi aztertu izan ditugu:

1.- Kromo eta Neodimioz kodopatzearen efektua.

Lehenago esan dugunez, Kromoaren presentziak "sentikortasuna" ematen dio Neodimioari, eta kasu batzuetan laser-igorpenaren efizientzia hobetzen du, batez ere arrazoi birengatik:

a) Kromoaren absortzio-bandak Neodimioarenak baino askoz zabalagoak dira, eta beraz Xenonezko Flash-lanparek igorritako erradiazioa efizientzia handiagoz zurgatzen dute, flash-lanparen igorpen-espektroa ere oso zabala delako..

b) Kromo-ioiek Neodimioari energia transferitzen diote, efizientzia handiz. Hortaz, Neodimio ioiek berez ponpaketatik xurgatutako energiak gain energia-iturri bat gehiago daukate Kromo ioietan, eta ponpaketaren efizientzia handitzen da.

2.- Bestalde materialeen barne-egitura ere ikertuko dugu euren laser-igorpena aztertuz. Beraien kitzikapen eta igorpen-espektroetan eta laser-igorpenaren espektroan agertzen diren osagai ezberdinen izaera eta jatorria aztertuko dugu. Bigarren arazo nagusi honetan posibilitate bi bereiztuko ditugu:

2-a) Stark efektuz banandutako osagaiak diren.

2-b) Nd^{3+} ioiaren posizio kristalografiko ezberdinak matrizearen barruan, edo "tokiak" diren. Bigarren kasu honetan Neodimioaren "toki" kristalografiko ezberdinetako eremu kristalinoa pixka bat ezberdina da, eta igorpenak pixka bat ezberdinak dira.

Aukera bi hauetako zalantza argitzeko metodo bat proposatuko dugu laser-igorpenaren denboran bereiztutako espektroskopiaren bidez.

Oso interesgarria da gure hiru egitura kristalino desordenatuak beira fluoruroarekin konparatzea, beira hauek kristalizaziorako joera dutelako eta nolabait, bere egonkortasun kimikoa egiazta dezakegulako. Nolabait esateko, beira "ordenatu" bezala jokatzeko joera duelako.

5.3.1.- Kromo eta Neodimioz kodopatzearen efektua:

Kromo eta Neodimioz kodopatzek, Nd^{3+} ioien, W , ponpaketa-erritmoa handitzen du : populazio irauliaren dentsitatearen hazkundera denbora unitateko ($\text{cm}^3\cdot\text{s}^{-1}$) laserraren (1), (8) eta (14) ekuazio dinamikoetan, eta hortaz laser-ataria jaitsi erazi behar du (5 eta 7 ekuazioak), eta egoera egonkorreko fotoi-dentsitatea handitu (4. ekuazioa) eta hortaz laserraren irteerako potentzia handituko da. Zentzu honetan kodopatzeara mesedegarria da.

Bestalde, oso posiblea dirudi Kromoa lagin batean sartzeak, materialean distortsioak edo defektoak eragin ditzakeela, eta gardentasuna galtzen da. Efektu honek, erresonadoreko galerak handitzen ditu, barran bertan difusioa eta absortzioa handituko direlako.

Hau da, τ_c , fotoiaren batezbesteko iraupena erresonadorearen barruan gutxitu egiten da, eta beraz laser-ataria handitu, eta egoera egonkorreko fotoi-dentsitatea gutxitu. Hortaz laserraren irteerako potentzia gutxituko da. Zentzu honetan kodopatzeara kaltegarria da.

Beraz, aipatutako bi arazoen konpromisoak eragiten dio laser-atariari eta igorritako potentziari.

Azter ditzagun materiale ezberdinen laser-atariak bakoitza bere aldetik:

a) Hiru lagin kristalinoak:

- Kaltzio GalioGermanatoa:

Erresonadore konfokalean, metro bateko luzeraduna, ispilu biak oso islatzaileak ($1.06 \mu\text{m}$ uhin-luzeran, $R > 99\%$), 5 Jouletako energia-ataria (kondentsadorean).

Laugarren ataleko bibliografiako [16] erreferentzian, Kaminskiik eta bere lankideek, Neodimio hutsez dopatutako barra batetan (5%) eta Flash-lanparekin ponpatuz 0.6 Jouletako ataria lortu zuten antzeko erresonadore batetan.

- Lantano eta Galio Silikatoa:

Erresonadore konfokalean, metro bateko luzeraduna, ispilu biak oso islatzaileak, 15 Jouletako energia-ataria (kondentsadorean).

Laugarren ataleko bibliografiako [26] erreferentzian, Kaminskiik eta bere lankideek, Neodimio hutsez dopatutako barra batetan eta Flash-lanparekin ponpatuz 1.8 Jouletako ataria lortu zuten antzeko erresonadore batetan.

- Kaltzio Niobio eta Galio Granatea:

Kromo eta Neodimioz kodopatutako lagina eskuratu dugu, baina ez dugu igorpen estimulaturik lortu. Laugarren ataleko bibliografiako [44] erreferentzian bai lortu da 2.5 Jouletako ataria. Gure lagina oso kaltetuta zegoela uste dugu (solarizazioa)

Geroago Neodimio hutsez dopatutako lagin bi eskuratu ditugu (1% eta 5%) eta erresonadore konfokalean, metro bateko luzeraduna, ispilu biak oso islatzaileak, 13 eta 15 Jouletako energia-ataria eman dute.

Laugarren ataleko bibliografiako [43] erreferentzian, Kaminskiik eta bere lankideek, Neodimio hutsez dopatutako barra batetan (%2) eta Flash-lanparekin ponpatuz 1.3 Jouletako ataria lortu zuten antzeko erresonadore batetan.

Guk lortutako energi atariak bibliografian aurkitu ditugunak baino altuagoak dira hiru kasuetan. Ez dugu uste erruduna gure prototipoaren ponpaketa-efizientzia denik, Nd:YAG-arekin kalibratu genuenean emaitza onak eman zizkigulako (ikus 3.5 atala)

Zenbait arrazoiengatik izan daiteke:

- a) Berak erreferentzietan emandako energia-ataria, beharbada lanparek igorritako energiarekiko izango da, edo barrak zurgatutakoarekiko eta ez kondentsadoreko energiarekiko.
- b) Kromoaren presentziak ponpaketa-efizientziari mesede egiteaz gain kristalari defekto edo distortsioak eragiten badizkio gardentasuna gutxitu eta galerak handitu egiten dira eta beraz mesedegarri baino, kaltegarri bihur daiteke.
- c) Lagina partzialki solarizatuta egotea, hau da, erradiazio ultramoreak kaltetua, eta kolore-zentroengatik bere transparentzia gutxitua egotea.
- d) Hobiaren barruko filtroak erabiltzea, ponpaketa-bandak murrizten dituztelako.
- e) Barrak bere bi aldeetan estaldura antiislatzailerik ez izatea .

Lehenengo bi kristalen kasuan Neodimio hutsez dopatutako barra batzuk eskuratu bagenu konparazio zuzena eta fidagarria egingo genukeen, geure prototipoan lasearaziz.

Hirugarren kristalaren kasuan Kromo eta Neodimioz kodopatutako barra bat beharko genukeen, baina egoera onean.

d) BIGaZLuTMn beira:

Guk dakigula, guk baino lehen, ez du inork igorpen estimulatuturik lortu familia honetako beira batetan (Metale Astunen Beira Fluoruroak, Zirkoniorik gabe eta Bario-Indio eta Galioan oinarriturik).

Neodimioz dopatutako lagin bat eta Kromo eta Neodimioz kodopatutako beste bat eskuratu ditugu. Erresonadore konfokalean, metro bateko luzeraduna, ispilu biak oso islatzaileak, laser-atariak honakoak izan dira: 34 Joule Neodimio hutsezkoarentzat eta 42 Joule kodopatuarentzat. Badirudi kasu honetan Kromoaren presentzia kaltegarria dela laser-atariarentzat. Dena den efizientzia energetiko hobea du kodopatuak eta malda handiagoa erakusten du.

5.3.2.- Laser-igorpenaren espektroaren analisi tenporala:

Laserraren ekuazio dinamikoen emaitza teorikoak aztertuz, laser igorpenaren analisi espektro-tenporala egingo dugu, trantsizioaren zabalera homogeneoa edo inhomogeneoa den bereizteko eta horrela populazio ezberdinen transferentzia energetikoa estimatzeko. Honela, Stark osagaiak ala "toki" ezberdinak diren bereiztu nahi dugu.

Modelo honek erabiltzen dituen parametro-kopurua hain handia izanik, kasu batzuetan parametro ezberdinen balio estimatiboak hartu behar izan ditugu, eboluzio espektro-tenporalaren informazio kualitatiboa soilik lortzeko asmoz. Bakarrik kasu berezi batzutan, emaitza kuantitatiboak ere lortu izan ditugu.

Jarraian, modelo teorikoaren emaitza nagusien laburpen bat aurkeztuko da, emaitza esperimentalekin konparatuak izango direlako:

a) Zabalera homogeneodun modelo:

Kasu honetan laser trantsizioak goi-maila bakarra duela hartzen da kontutan, eta beraz populazio irauli bakarra. Laser trantsizioan goi-maila gehiago baleude, kasu homogeneoaren barruan hartuko genituzke, euren arteko energia-transferentzia bizkorra balitz, beti ere trantsizioaren beheraketaren iraupenarekin konparatuz.

Zabalera homogeneodun modeloaren emaitza nagusia, laser-igorpen bakarra lortzen dela da, trantsizioak bere probabilitate maximoa duen uhin luzeran.

Igorpen bakarra lortzearen arrazoi nagusia, populazio iraulia da. Ponpaketak eraginda, populazio iraulia hazi egiten da laser-igorpena hasten den unetxo arte, gero ez da gehiago hazten eta bere balio egonkorraren inguruan oszilatu egiten du. Beraz, uhin luzera batetatik trantsizioa bestetik baino efizienteagoa bada, laser igorpena bertan hasiko da eta ez dio populazio irauliari (n -ri) beste trantsizioaren atariraino iristen utziko, bestea ez delako hain efizientea, eta ez du laseatuko.

b) Zabalera inhomogeneodun modelo:

Kasu honetan, laser-trantsizio independente bat baino gehiago hartzen da kontutan, hau da, laser goi-maila bat baino gehiago eta beraz populazio irauli ezberdinekin, baina populazioen arteko energia-transferentziarik gabe. Modeloaren simulaziorako beti hartu izan ditugu bi populazio soilik.

Bigarren kasu honek aldi berean beste bi posibilitate ditu:

b-1) Gainezarketa txikia: trantsizio bien igorpen espontaneoan distantzia uhin luzeretan, euren zabalaren antzekoa edo handiagoa bada, laser igorpen bi bereizten dira. Igorpen bi hauen portaera nahikoa independentea da, hau da laser-atari eta hasiera ezberdinak dituzte, euren biziraupen eta kontzentrazio erlatiboen arabera.

b-2) Gainezarketa handia: trantsizio bien igorpen espontaneoan distantzia, uhin luzeretan, euren zabalak baino nahikoa txikiagoa bada, ez dira laser-igorpen bi bereizten, laser igorpen bakarra baizik, irabazi netoaren kurbaren maximoan (irabazi bietako bakoitzaren kurbaren batura). Laser igorpen honen espektro instantaneo denboran zehar desplazatu egin daiteke, irabazi netoaren kurbaren izaera dinamikoagatik, hau da, populazioetako bakoitzak biziraupen edo/eta kontzentrazio ezberdinak izan ditzakeenez, laser-atari eta hasiera ezberdinak izateko joera daukate, baina gainezarketa handia dutenez ez dira biak bereizten.

5.3.2-a: Kaltzio GalioGermanato Kristala:

Laser-espektro esperimentalaren ezaugarri nagusiak honakoak dira:

- i) Igorpenak gailur bakar bat dauka.
- ii) Ez da ponpaketarekin zabalagoa egiten.
- iii) Pultsu bakarrean, denborarekin estutu egiten da.

Portaera hau ondo simulatu daiteke laserraren ekuazio dinamikoen zabalera homogeneodun modeloarekin.

Modelo honetan populazio bakar bat hartzen da kontutan, bere trantsizioak zabalera homogeneoa duelarik. Hartutako parametroak honakoak dira:

Erresonadorearen ardatzaren norabidean emititutako igorpen espontaneoaren proportzioa:

$$\gamma = 10^{-6}.$$

Ponpaketa-pultsuaren iraupena: 100 μ s. (konstantea)

Goi-mailaren biziraupena: $\tau_s = 200 \mu$ s.

Fotoiak erresonadorearen barruan duen biziraupena: $\tau_c = 10$ ns.

Eta ponpaketa erlatibo ezberdinetan: $r=1.15$, $r=1.5$ eta $r=2$.

Lortutako emaitza populazio irauliaren eta laser-espektroaren eboluzioa denboran zehar, pultsu bakar batetan.

Analisi tenporala:

Spiken itxura, kopurua, eta maximoen arteko erlazioa esperimentalaren antzekoa da: spike bi $r=1.15$ -rako, sei $r=1.5$ -rako eta hamaika $r=2$ -rako. Honek adierazten du τ_s eta τ_c parametroen arteko erlazioa behintzat ondo estimatu dela.

Zenbat eta ponpaketa-maila altuagoa izan, laser-igorpenaren hasiera azkarrago gertatzen da, normala denez: 88.2 μ s $r=1.15$ -ekin, 64.7 μ s $r=1.5$ -rekin eta 47.1 μ s $r=2$ -rekin

Denbora aurrera doan neurrian spiken iraupena luzatu egiten da eta euren minimoen maila handitu. Efektu hau, hobeto ikusten da ponpaketarik altuenean, 5.14 irudiak erakusten duen bezala.

Analisi espektrala:

Laser-espektroaren estutzea nabaritzen da denboran zehar. Estutze hau nabarmenagoa da pulsuaren hasieran, eta gero jarraitu egiten du baina ez da hainbeste igartzen. 5.14 irudian uhin luzeretan adierazi den zabalera totala igorpen espontaneoaren $g(\lambda)$ distribuzio funtzioaren zabalera %20 baino ez da, baina bere maximoaren inguruan. Uhin luzeraren ardatzean adierazitako marratxo bakoitzak $g(\lambda)$ -ren zabalera %2.5-a adierazten du.

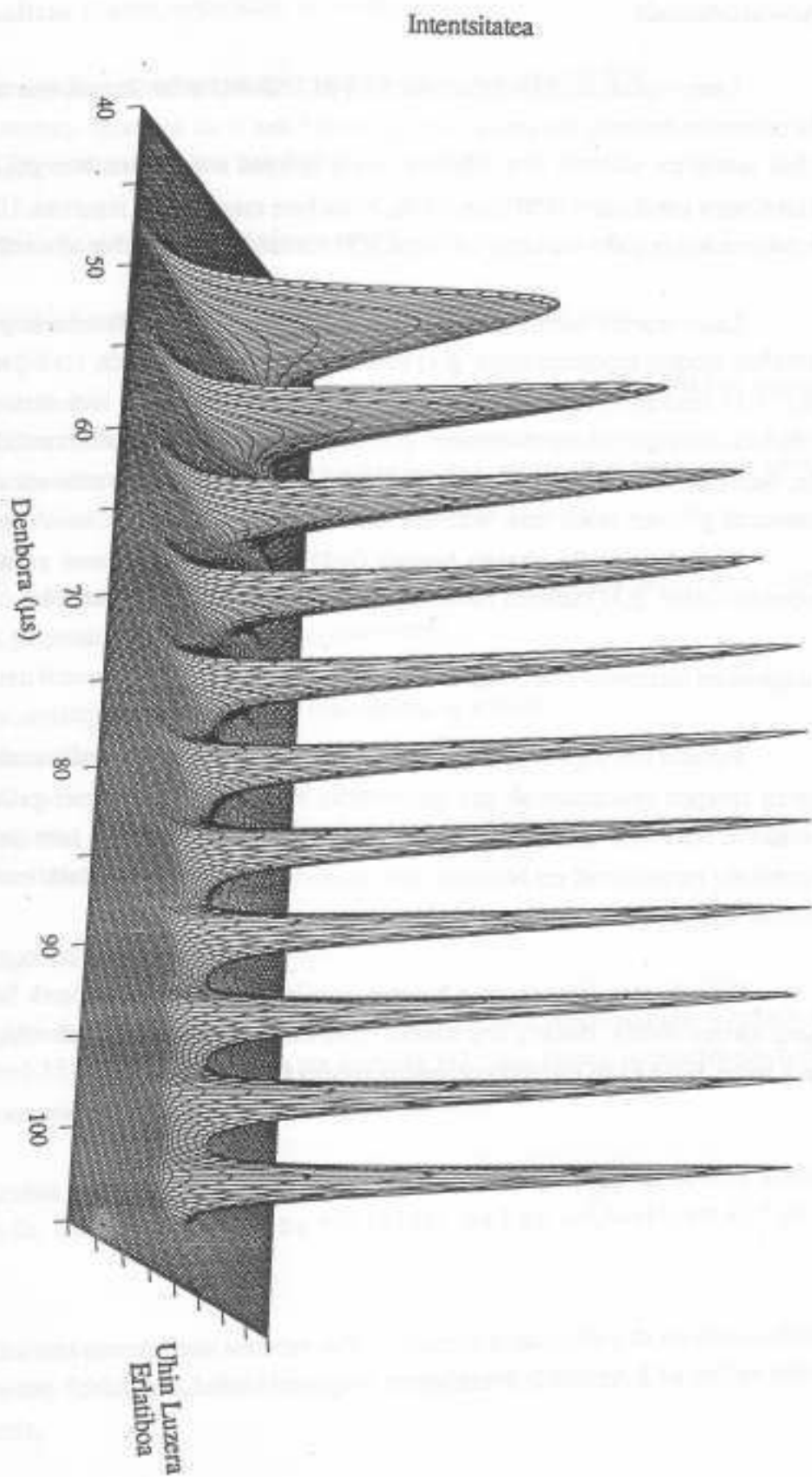
Laser-ataritik hurbilen dagoen ponpaketa-mailan ($r=1.15$) lehenengo spike-aren zabalera igorpen espontaneoaren $g(\lambda)$ kurbaren zabalera %5-a da, eta bigarren spike-an %3, 5.15 irudian ikus daitekeen bezala. Irudi honetan ere uhin luzeretan adierazi den zabalera totala igorpen espontaneoaren $g(\lambda)$ distribuzio funtzioaren zabalera %20 baino ez da, baina bere maximoaren inguruan. Uhin luzeraren ardatzean adierazitako marratxo bakoitzak $g(\lambda)$ -ren zabalera %2.5-a adierazten du.

Ponpaketa-maila altuago batetan ($r=2$) lehenengo spike-aren zabalera igorpen espontaneoaren $g(\lambda)$ kurbaren zabalera %6-a da, eta azken spike-an %1.5.

Igorpenaren maximoa ez da inolaz ere desplazatzen.

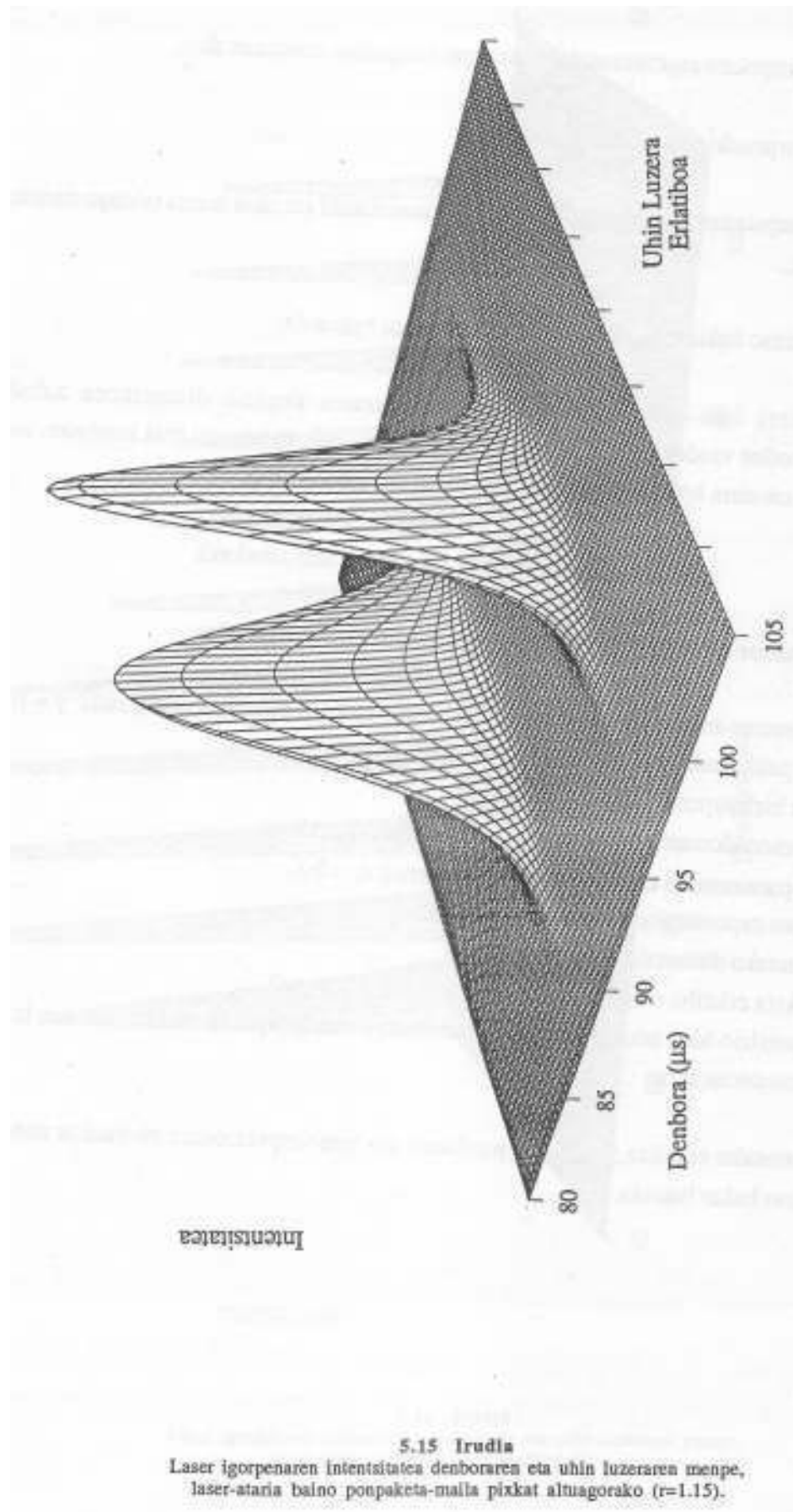
Portaera hau populazio independente bi kontutan hartuta ere simulatu zitekeen, baina euren igorpen espontaneoak oso gainezarrita egon behar dute, laser-gailur bakar bat emateko, eta euren trantsizioen goi-mailen biziraupenak berdinak izan behar dute eta ponpaketa-parametroak ere berdinak, laser-ataria eta laser-hasiera berdinak izan ditzaten eta horrela espektra ez da denborarekin desplazatzen.

Ezin da esan laser-igorpen honetan populazio independente batek baino gehiago parte hartzen duenik. Bakarra izan daiteke baina simetria handiko bikoitza edo multiplea ere izan liteke, baina ez da inhomogeneotasuna agerian azaltzen.



5.14 Irudia

Laser igoipenaren intentsitatea denboraren eta uhin luzeraren menpe, pampaketa maila erlatiboa $r=2$ tartiarekiko



5.3.2.b- Lantano eta Galio Silikatoa

Laser-espektro esperimentalaren ezaugarri nagusiak honakoak dira:

i) Igorpenak gailur bakar bat dauka.

ii) Ponpaketarekin zabalagoa egiten da, asimetriko eta uhin luzera txikiagoetarantz soilik.

iii) Pultsu bakarrean, denborarekin desplazatu egiten da.

Portaera hau ondo simulatu daiteke laserraren ekuazio dinamikoen zabalera inhomogeneodun modeloarekin. Modelo honetan populazio bi hartzen dira kontutan, euren trantsizioek zabalera homogeneoa dutelarik, baina oso gainezarrita:

$$\text{igorpenen arteko distantzia} < \text{igorpenen zabalera}$$

Simulazio numerikoa egiteko hartu ditugun parametroak honakoak dira:

Erresonadorearen ardatzaren norabidean emititutako igorpen espontaneoaren proportzioa: $\gamma = 10^{-6}$.

Ponpaketa-pultsuaren iraupena: 100 μ s. (konstantea)

Goi-mailen biziraupena: $\tau_{s1} = \tau_{s2} = 140 \mu$ s.

Fotoiak erresonadorearen barruan duen biziraupena: $\tau_c = 10$ ns.

Ponpaketa-parametroen erlazioa (kontzentrazioena): $r_c = 2:3$.

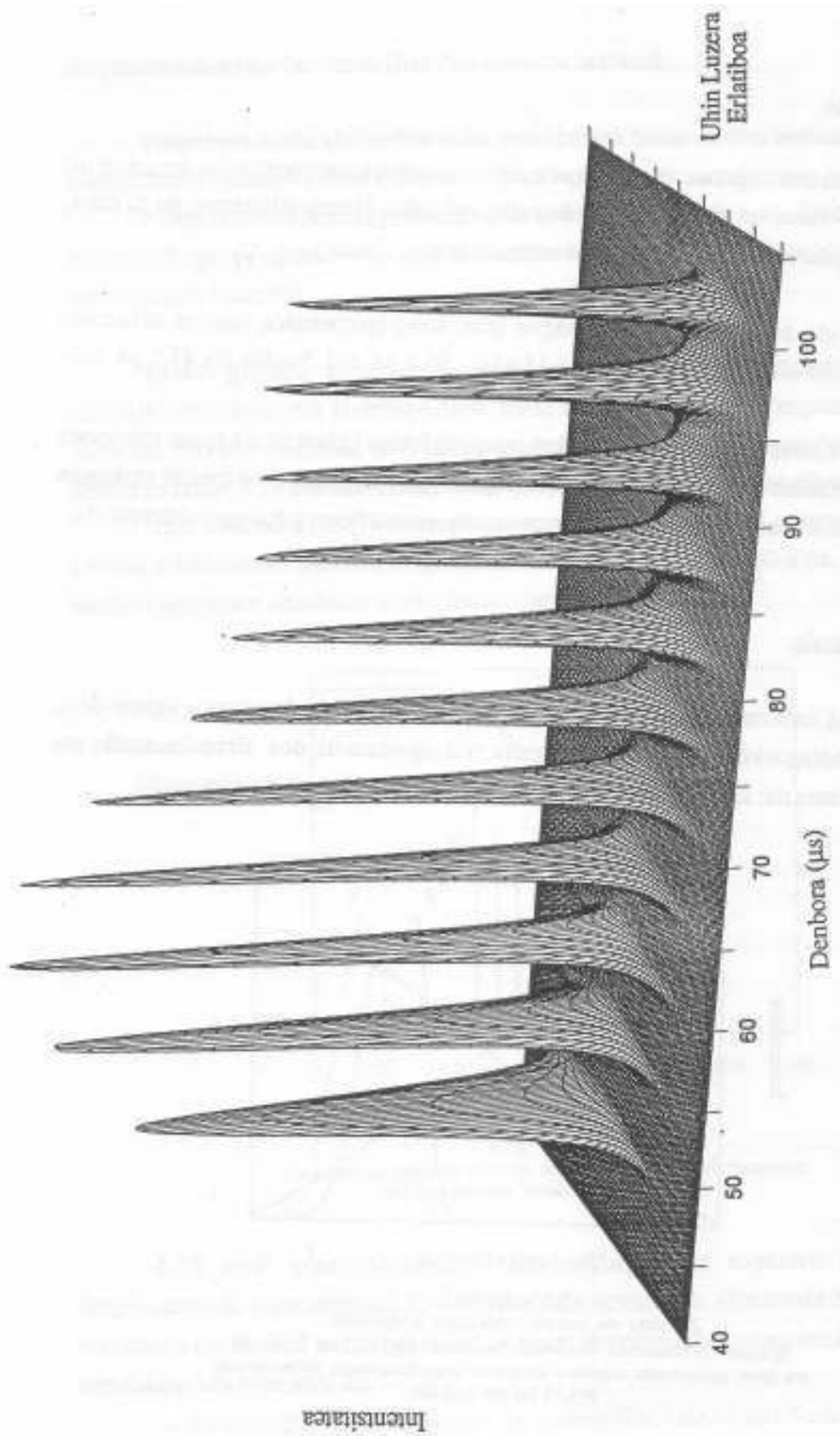
$g(\lambda)$ igorpen espontaneoaren zabalera berdina.

Igorpenen arteko distantzia: zabalera 3/4.

Eta ponpaketa erlatibo ezberdinetan: $r=1.15$, $r=1.5$ eta $r=2$.

Trantsizio bien arteko diferentzia bakarrak, euren igorpenen maximoen uhin luzerak eta kontzentrazioak dira.

Lortutako emaitza populazio irauliaren eta laser-espektroaren eboluzioa denboran zehar, pultsu bakar batetan.



5.16 Irudia

Laser igorpenaren intentsitatea denboraren eta uhin luzeraren menpe, ponpaketa maila erlatiboa atariarekiko $r=2$

Analisi tenporala:

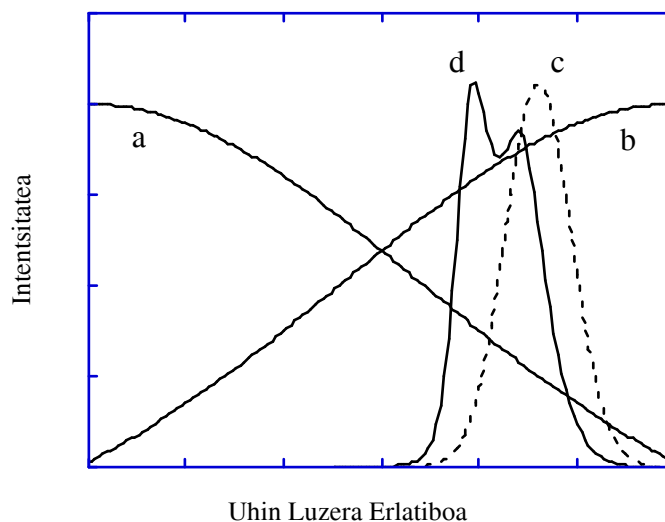
Spiken itxura, kopurua, eta maximoen arteko erlazioa esperimentalaren antzekoa da: spike bi $r=1.15$ -rako, sei $r=1.5$ -rako eta hamaika $r=2$ -rako. Honek adierazten du τ_s eta τ_c parametroen arteko erlazioa behintzat ondo estimatu dela.

Zenbat eta ponpaketa-maila altuagoa izan, laser-igorpenaren hasiera azkarrago gertatzen da, normala denez: $88.4 \mu s$ $r=1.15$ -ekin, $64.8 \mu s$ $r=1.5$ -rekin eta $47.2 \mu s$ $r=2$ -rekin.

Denbora aurrera doan neurrian spiken iraupena luzatu egiten da eta euren minimoen maila handitu. Efektu hau, hobeto ikusten da ponpaketarik altuenean, 5.16 irudiak erakusten duen bezala. Efektu hau Kaltzio GalioGermanatoaren kasuan baino gutxiago nabaritzen da.

Portaera Espektrala:

Emaitza nabarmenena espektroa ponpaketa ezberdinekin desplazatu egiten dela; ponpaketa handiagoekin espektroa uhin luzera txikiagoetarantz doa. Esperimentalki ere efektu bera ikusten da: konpara bitez 5.17 irudi teorikoa eta 4.23 irudi esperimentalak.



5.17 Irudia

Zabalera eta posizio espektralaren konparazioa.

Igorpen espontaneoaren distribuzio-funtzioak: $g_1(\lambda)$ (a) eta $g_2(\lambda)$ (b)
eta laser igoenaren espektro integratua ponpaketa-maila ezberdinetan:
 $r=1.15$ (c) eta $r=2$ (d)

Laser-espektroa ponpaketarekin zabalagoa egitea eta asimetrikoki uhin luzera

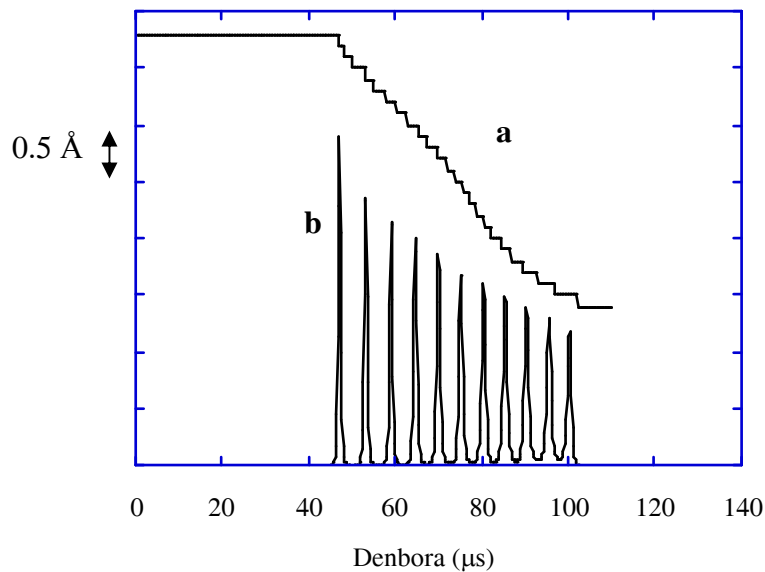
txikiagoetarantz soilik, norabide berean baina pultsu bakarraren barruan gertatzen den desplazamenduarekin bat dator. Biak dira noranzko berekoak.

Ponpaketa-maila ahularekin spike gutxi batzuk baino ez dira lortzen eta espektraliki kontzentrazio handiagoa duen trantsiziotik hurbilago dago. (hasierako uhin luzeratik)

Ponpaketa-maila altuagoarekin spike gehiago lortzen dira eta denbora gehiago du espeketroak egoera egonkorreko uhin luzerarantz hurbiltzeko, beraz, espeketroak kontribuzio handiagoa du hauetatik.

Efektu globala, honakoa da: laser-igorpenaren espeketro instantaneoaren hasieran trantsizio efizienteenetik hurbilago dago, baina denborarekin bestearengantz hurbiltzeko joera du. Modelo teorikoak ($r=2$ -rekin) ematen duen espeketro instantaneoaren maximoa denboran zehar, 5.18 irudian erakusten da, igorpenaren intentsitatearen alboan.

Irudi honetan espeketro instantaneoaren desplazamendua 4.5 unitate erlatibokoa da. Unitate erlatiboetako bakoitza bi igorpenen arteko distantziaren $1/30$ -a da. Desplazamendu totala bi igorpenen maximoen arteko distantziaren %15-a da.



5.18 Irudia

(a) Laser-igorpenaren espeketro instantaneoaren desplazamendua,
(b) igorpenaren intentsitatearen alboan

4.25 irudi esperimentalean, Laser-igorpenaren espeketro instantaneoaren desplazamendu esperimentalak 2.5Å -etako dela ikusten da. Distantzia horrek igorpenen maximoen arteko %15-a izan behar badu, orduan igorpenen maximoen arteko distantzia 2nm ingurukoa dela esan nahi du.

4.19 irudi esperimentalean osagai bi ikusten dira, baina 4 edo 5 nm-tako distantziaz; Osagai hauek biak badira laser-igorpenaren parte hartzen dutenak, laser-igorpenaren

espektro instantaneoaren desplazamendu esperimentalak 6 edo 7\AA -etakoak izan beharko litzatekeen. Beraz, geure kalkulu teorikoek ematen duten desplazamendua, desplazamendu esperimentalak baino handiagoa da, bikoitza baino pixka bat gehiago.

Modelo teorikoak desplazamendua kualitatiboki azaltzen du, baina kuantitatiboki neurtzen dena baino gehiago ematen du.

Beste efektu batzuk ere garrantzia izatea izan liteke, adibidez, bi populazioen arteko transferentzia energetikoa; neodimioaren kontzentrazioa oso altua izanik (%5), trantsiziorako probabilitateak handitu egiten dira, gainera zenbait neurketa esperimentaletan ikusi izan da, baina kalkulu teorikoetan ez dugu kontutan hartu izan.

Bestalde, denboran zehar, espektro instantaneoaren estutzea ere nabari da baina efektu hau Kaltzio GalioGermanatoaren kasuan baino gutxiago nabaritzen da. Kasu hartan bezala, efektu hau pultsuaren hasieran gehiago nabaritzen da eta gero gutxiago. 5.16 irudian uhin luzeretan adierazi den zabalera totala igorpen espontaneoaren $g_{1,2}(\lambda)$ distribuzio funtzioaren zabaleraaren %20 baino ez da, baina laser igorpenaren inguruan. Uhin luzeraren ardatzean adierazitako unitate bakoitzak $g_{1,2}(\lambda)$ -ren zabaleraaren %2.5-a adierazten du.

Laser-ataritik hurbilen dagoen ponpaketa-mailan ($r=1.15$) lehenengo spike-aren zabalera igorpen espontaneoaren $g(\lambda)$ kurbaren zabaleraaren %7-a da, eta bigarren spike-an %5.

Ponpaketa-maila altuago batetan ($r=2$, 5.16 irudia) lehenengo spike-aren zabalera igorpen espontaneoaren $g(\lambda)$ kurbaren zabaleraaren %6-a da, eta azken spike-an %4.

Ondorioz, laser-igorpenaren espektro instantaneoaren desplazatzea trantsizio bidun modelo inhomogeneo batez azal daiteke. Trantsizio bi horien igorpen espontaneoak oso gainezarrita daudenez ez dira guztiz bereizten.

Desplazamendua, bi populazioen kontzentrazio ezberdinengatik justifikatzen da, baina kontzentrazioak berdina badira eta biziraupenak izango balira ezberdinak efektu berdina ematen du.

Bietako batek lehenago laseatzen hasteko joera du (kontzentrazio edo biziraupenengatik) eta besteak beranduxeago. Biak oso gainezarrita daudelarik honen efektua desplazamendua da.

Jarraiki ponpatuko bagenitu, egoera egonkorrean laser-espektroa bien igorpen espontaneoaren bitarteko nonbait oreka posizio baten izango litzateke.

Trantsizio bi horien gainezarketa, oso handia dela suposatu dugu, txikiagoa balitz, hau da biak urrutiago baleude, euren laser-igorpenak bereiztu egingo lirатеke.

Sare kristalino honetan Neodimioak "toki" kristalografiko ezberdinak hartzen baditu, toki horietako bakoitzak eremu kristalino ezberdinak jasaten ditu. Toki horietako bakoitzaren energia-mailak eta igorpenak pixka bat ezberdinak izango lirатеke.

Nd^{3+} ioiak toki bat betetzeko, beste bat betetzeko baino probabilitate handiagoa badu, populazioa handiagoa izango da, eta beraz ponpaketa-parametroa.

Kontzentrazioen arteko erlazioa eta ponpaketa-parametroen arteko erlazioa berdinak izan behar dute.

Gainera, igorpen espontaneorako probabilitateak (biziraupenak) ere ezberdinak badira, kontutan hartu behar dira laser-hasiera ezberdinak dituztelako.

Ondorioz, kristal desordenatu honetan lortzen den igorpen estimulatua aztertuz ez dugu uste Stark-azpimailen arteko trantsizio bakar bati dagokionik. Bi populazio ezberdin edo gehiagok parte hartzen duela uste dugu.

Populazio bi horien arteko energi transferentzia ezin da oso bizkorra izan, zeren honela laser-espektroak ez luke desplazamendurik ez zabalkunderik izango (trantsizioaren portaera homogeneoa).

Osagai bi horiek 4.19 espektro esperimentaletan agertzen direnak izan daitezkeela uste dugu. Honela bada, osagai bi horiek ezin dira izan inter-Stark trantsizioak. Trantsizioen goi-maila, $^4F_{3/2}$, energetikoki Stark osagai bitan bananduta dago baina azpimaila bi hauek elkarrengandik oso hurbil daudenez ($\Delta E \ll KT \approx 200 \text{ cm}^{-1}$, gelako tenperaturan) euren populazioak Boltzmann-en banaketaz erlazionatuta daude eta beti gorde behar dute erlazio konstantea:

$$\frac{n_g}{n_b} = \exp\left(-\frac{\Delta E}{KT}\right) \quad n_{g,b} : \text{goiko eta beheko Stark-azpimailaren populazioa}$$

Osagai bi horiek "toki" kristalografiko ezberdin biri dagozkiela uste dugu, honela energia-transferentzia ez delako hain bizkorra.

Bestalde laugarren kapituluko [26] erreferentzian Kaminskii eta bere lankideek igorpen bi bereiztu zituzten laser-espektroan Neodimio hutsez dopaturiko LGS kristal batetan. Espektroaren bi osagai horiek laser-atari ezberdinak dituzte, eta ondorengo bi laginetan ikusiko dugunez, hori ezin da azaldu inter-Stark trantsizio ezberdinekin.

Beraz, guk uste duguna honakoa da: kristal desordenatu honetan lortu dugun igorpen estimulatua transferentzia energetiko txikia duten populazio mota bi (edo gehiago) inplikatzeko ditu. Transferentzia energetiko txikia duten populazio mota bi hauek Neodimioak sare kristalinoan hartzen dituen "toki" edo posizio ezberdin bi izan daitezke, baina euren igorpenak oso gainezarrita daudelarik (izaera inhomogeneoa).

5.3.2.c- Kaltzio Niobio eta Galiozko Granatea (CNGG)

Laser-espektro esperimentalaren ezaugarri nagusiak honakoak dira:

i) Igorpenak gailur bereizi bi dauka, bakoitzak laser-atari ezberdinak.

ii) Ponpaketarekin zabalagoak egiten dira.

iii) Pultsu bakar batetan, laser-atari altuagoa duena bestea beranduago hasten da laseatzen, baina atzerapena txikiagoa da ponpaketa-maila altuetan.

Portaera hau ondo simulatu daiteke laserraren ekuazio dinamikoaren zabalera inhomogeneodun modeloarekin. Modelo honetan populazio bi hartzen dira kontutan, euren trantsizioek zabalera homogeneoa dutelarik, baina gutxi gainezarrita:

$$\text{igorpenen arteko distantzia} \approx \text{igorpenen zabalera}$$

Populazio bien trantsizioen igorpenak nahikoa urrun daude biak bereiztu ahal izateko, baina gainera asimetria daukate: hau da edo kontzentrazio edo biziraupen ezberdinak. Simulazioak kasu honetan ondo azaltzen du, baita kuantitatiboki ere espektro integratua eta laser-hasieren atzerapena.

Simulazio numerikoa egiteko hartu ditugun parametroak honakoak dira:

Erresonadorearen ardatzaren norabidean emititutako igorpen espontaneoaren proportzioa: $\gamma = 10^{-6}$.

Ponpaketa-pultsuaren iraupena: 100 μs . (konstantea)

Goi-mailen biziraupena: $\tau_{s1} = 170$ eta $\tau_{s2} = 210$ μs .

Fotoiak erresonadorearen barruan duen biziraupena: $\tau_c = 10$ ns.

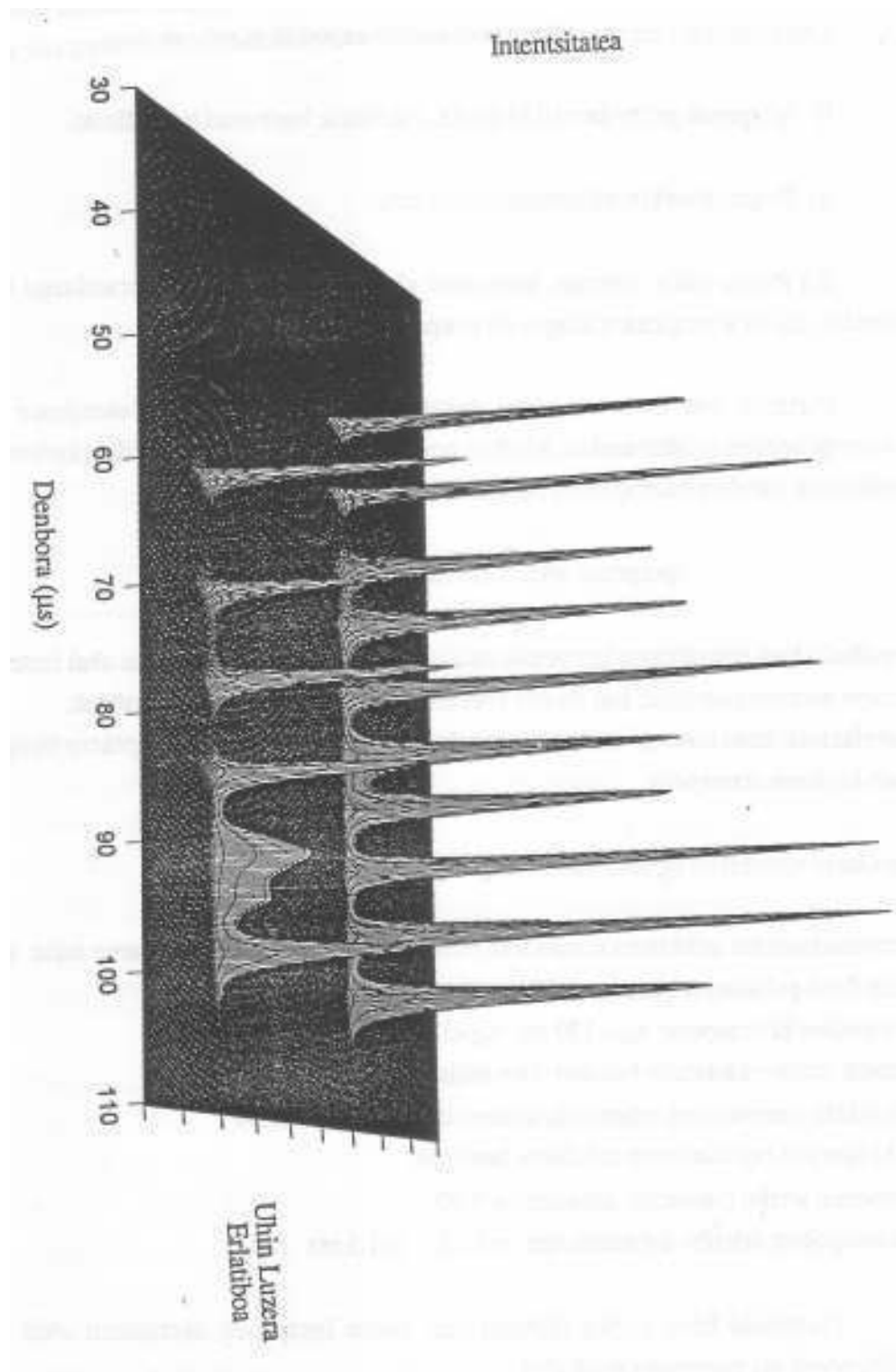
Ponpaketa-parametroen erlazioa (kontzentrazioena): $r_c = 1:1.34$.

$g(\lambda)$ igorpen espontaneoaren zabalera berdina.

Igorpenen arteko distantzia: zabalera %90.

Eta ponpaketa erlatibo ezberdinetan: $r=1.15$, $r=1.5$ eta $r=2$.

Trantsizio bien arteko diferentziak, euren igorpenen maximoen uhin luzerak, biziraupenak eta kontzentrazioak dira.



5.19 Irudia

Laser Igorpenaren intentsitatea denboraren eta uhin luzeraren menpe, ponpaketa-maila erlatiboa atariarekiko $r=2$

Behar izandako datuak [4.45] erreferentziatik hartu ditugu, gure lankide batzuek, toki kristalografiko biren igorpen espektroak (λ_1 , λ_2 eta $\Delta\lambda$), eta biziraupenak (τ_{s1} eta τ_{s2}) bereiztu dituzte.

4.29 irudian bereiztutako osagai bien zabalerak berdintsuak dira eta euren arteko distantzia ere bai ≈ 5 nm.

Biziraupenak: 170 μ s 1059nm igorpenerako eta 210 μ s 1061nm igorpenerako.

Datu hauek eta laser-atarien arteko erlazioak kontzentrazioen erlazioa ematen du: $W_{o1}/W_{o2} = 36/31$ (Joule), ponpaketa-pultsuaren iraupena (100 μ s) eta pultsukako-ponpaketaren atariaren, ekuazioaz (-), kontzentrazioen erlazioa lortu daiteke, ondoren azalduko denez:

Ponpaketa-parametroa kontzentrazioaren proportzionala da. honela adieraz daiteke: $W = \omega \cdot \rho$. Hemen, ω ponpaketaren intentsitatea da segundo⁻¹ -etan, eta ponpaketarekin soilik dependitzen duena. Bestalde ρ populazioaren kontzentrazioa da (cm^{-3}).

Definizio berri hau laser-atariaren definizioan sartzen badugu (5 ekuazioan), trantsizio bakoitzerako laser-ataria lortuko dugu:

$$W_i > W_{oi} \rightarrow \omega \cdot \rho_i > \frac{1}{B_i \cdot \tau_{si} \cdot \tau_c} \quad \text{edo} \quad \omega_{oi} = \frac{1}{B_i \cdot \tau_{si} \cdot \tau_c \cdot \rho_i}$$

Beraz, argi ikusten da kontzentrazio handiagoa duen populazio batek laser-atari txikiagoa izango duela:

Sare kristalino honetan Neodimioak "toki" kristalografiko ezberdinak hartzen baditu, toki horietako baten batek besteek baino probabilitate handiagoa izango du, beraz populazioa handiagoa izango da, eta ondoren ponpaketa-parametroa.

Kontzentrazioen arteko erlazioa eta ponpaketa-parametroen arteko erlazioa berdinak izan behar dute.

Kontzentrazioen arteko erlazioa kalkulatzeko, laser-atarien erlazioa (36 eta 31J), trantsizio bien goi-mailen biziraupenak (170 μ s eta 210 μ s) eta ponpaketa-pultsuaren iraupena (120 μ s) behar dira:

Laser-atariaren adierazpenean ordezkatzuz, baina pultsukako ponpaketarenenan:

$$\omega_i \geq \frac{1}{B_i \cdot \tau_{si} \cdot \tau_c \cdot \rho_i \cdot [1 - e^{-t_{\text{pump}}/\tau_{si}}]} = \frac{\omega_i(\text{jarrai})}{1 - e^{-t_{\text{pump}}/\tau_{si}}}$$

Hemen ikusten denez, pultsukako ponpaketaren laser-ataria txikiagoa izango da biziraupen txikia duten trantsizioetarako.

Bi populazioen atariak konparatuz:

$$\frac{\omega_{01}}{\omega_{02}} = \frac{B_2 \cdot \tau_{s2} \cdot \tau_c \cdot \rho_2 \cdot [1 - e^{-t_{\text{pump}}/\tau_{s2}}]}{B_1 \cdot \tau_{s1} \cdot \tau_c \cdot \rho_1 \cdot [1 - e^{-t_{\text{pump}}/\tau_{s1}}]} ;$$

Eta honek ematen du kontzentrazioen erlazioa:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{B_1 \cdot \tau_{s1} \cdot \tau_c \cdot \omega_{01} \cdot [1 - e^{-t_{\text{pump}}/\tau_{s1}}]}{B_2 \cdot \tau_{s2} \cdot \tau_c \cdot \omega_{02} \cdot [1 - e^{-t_{\text{pump}}/\tau_{s2}}]}$$

$B_i \cdot \tau_{si}$ biderkadura konstantetzat hartu dugu bi populazioentzat, eta kontzentrazioen erlazioak honako balio hau ematen du: $\rho_2/\rho_1 = 1.34$

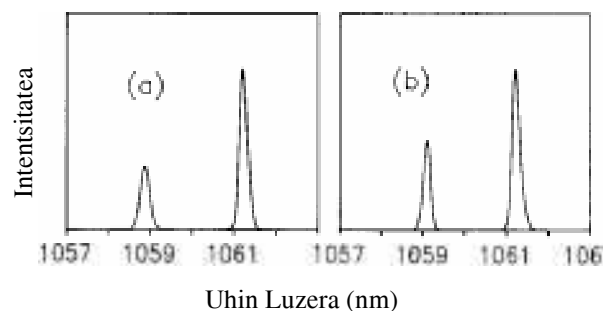
bigarren populazioa (1061nm-koa), lehenengoa (1059 nm-koa) baino %34 kontzentratuagoa.

Ekuazioak numerikoki ebatzi dira eta aipatutako parametroekin eta emaitzarik egokienak honela lortu dira: osagai bien igorpen espontaneoaren maximoen arteko distantzia 4.1 nm eta euretako bakoitzaren zabalera 2.3 nm.

Portaera espektrala:

Espektro esperimentalean (4.32 irudia) argi ikusten da bi igorpenetatik ahulenaren intentsitate erlatiboa ponpaketarekin handitu egiten dela. (herena 40 Joulerekin eta erdia 60 Joulerekin)

Emaitza teorikoan ere efektu bera ikusten da, gainera, intentsitate erlatiboak ere oso antzekoak dira, 5.20 irudian erakusten den bezala.



5.20 Irudia

Laser-espektro teorikoaren konparazioa ponpaketa-maila bi ezberdinetan a: $r=1.5$; b: $r=2$

Portaera tenporala:

Laser-hasiera ondoko erlaziotik kalkula daiteke:

$$t_0 = \tau_s \cdot \ln \frac{W \cdot \tau_s}{W \cdot \tau_s - n_\infty} = \tau_s \cdot \ln \frac{W}{W - W_0}$$

eta ponpaketa erlatiboaren menpe idatzi ezkerro: $r=W/W_0$

$$t_0 = \tau_s \cdot \ln \frac{r}{r - 1}$$

Laser hasieraren aldiunea t_0 da , ponpaketa pultsua $t=0$ aldiunean hasi delarik.

Laser-hasieren atzerapena pultsu bakar batetan, numerikoki ebatzitako modelo teorikoan hauxe da: 19 μ s ponpaketa erlatiboa 1.5 denean eta 12 μ s ponpaketa erlatiboa 2 denean.

Emaizta esperimentalak 18 eta 11 μ s izan ziren (4.34 irudia) eta beraz teorikoak oso antzekoak dira.

Laser igorpenak osagai bi izateak, populazio independientedun trantsizio birekin oso ondo azaldu daiteke. Trantsizio bi horien igorpen espontaneoak ez dira hurbilegi egon behar, bestela ez dira bi laser-igorpen bereizten.

Laser-atarien eta portaera tenporalaren ezberdintasunak, trantsizio bi horiek igorpen-probabilitate ezberdinak dituztelako azaldu daiteke: biziraupen edo/eta kontzentrazio ezberdinak.

Portaera hau Neodimioak sare kristalino honetan hartzen dituen posizio kristalografiko birekin azal daiteke. Posizio edo "toki" horietako bakoitzak eremu kristalino ezberdinak jasaten ditu eta beraz, energi mailak eta trantsizioak pixka bat ezberdinak dituzte.

Sare kristalino honetan Neodimioak "toki" kristalografiko ezberdinak hartzen baditu, toki horietako baten batek besteek baino probabilitate handiagoa izango du, beraz kontzentrazioa handiagoa izango da, eta ondoren ponpaketa-parametroa. Kontzentrazioen arteko erlazioa eta ponpaketa-parametroen arteko erlazioa berdinak izan behar dute.

Gainera biziraupenak ere ezberdinak badira, kontutan hartu behar dira, bai laser-atarirako eta bai laser-hasieretarako.

Ondorioz, kristal honetako laser igorpenean agertzen diren bi gailurren jatorria populazio independientedun trantsizio bi direla uste dugu, hau da, populazio bi horien arteko energia-transferentzia motela izan behar dela biziraupenarekin konparatuz.

Ez dugu uste Stark-azpimaila ezberdinen arteko trantsizioak direnik, euren populazioak ez direlako independenteak. Trantsizioaren goi-maila $^4F_{3/2}$ da eta Stark efektuaz bi azpimailatan banatzen da, baina bi azpimaila horien arteko energia-diferentzia txikia da "KT"-rekin konparatuz (gelako tenperaturan $KT \approx 200 \text{ cm}^{-1}$) eta termalizatuta egon beha dutela uste dugu, euren arteko energia-transferentzia oso bizkorra delarik, hau da, populazioen arteko erlazioa konstantea izan behar dela.

Kasu honetan, bietako azpimaila batetatik trantsizioa bestetik baino efizienteagoa bada, laser igorpena bertan hasiko da eta ez dio populazio irauliari (n-ri) beste trantsizioaren atariraino iristen utziko, bestea ez delako hain efizientea. Gogora dezagun ponpaketak eragiten dionean populazio iraulia hazi egiten dela laser-igorpena hasten den unetxoara, gero ez da gehiago hazten eta bere balio egonkorraren inguruan oszilatu egiten du.

Kasurik onenean ere, azpimaila bietatik trantsizioen probabilitateak oso antzekoak badira (baina ez identikoak) laser-igorpena bietan has daiteke aldi berean, lehen transitorioetan, populazio irauliak (n-k) bere balio egonkorra gainditzeko duelako, baina gero efizientzia txikiagoko uhin luzera denborarekin desagertzen joango da, eta inola ere ez du laser-atariri edo laser-hasiera ezberdinik izango. Intentsitateen arteko erlazioa handiagoa izan beharko litzateke denborarekin eta baita ponpaketa handiagoekin.

Beraz, kristal honetako laser igorpenean agertzen diren bi gailurren jatorria populazio independientedun trantsizio bi izan behar badute, hau da, populazio bi horien arteko energia-transferentzia motela izan behar bada biziraupenarekin konparatuz, Neodimioak sare kristalinoan hartzen dituen toki edo posizio ezberdinak izan daitezke, normalean toki ezberdinen arteko transferentzia energetikoa txikiagoa baita eta ia laser independente bi bezala jokatu dezaketelako.

Bien arteko erlazio bakarra honakoa da: igorpen espontaneoaren espektroak hurbil dituztela, eta gainezarri daitezkeela.

5.3.2.d- BIGaZLuTMn beira:

Laser-espektro esperimentalaren ezaugarri nagusiak honakoak dira:

i) Igorpenak gailur bereizi bi dauka, biak laser-atari ia berdinak dituzte, baina bietako batek intentsitate handiagoa du.

ii) Ponpaketarekin zabalagoak egiten dira.

iii) Pulsu bakar batetan, laser-hasierak aldi berean gertatzen dira bientzat.

Portaera hau laserraren ekuazio dinamikoen zabalera inhomogeneodun modeloarekin simulatu dugu. Modelo honetan populazio bi hartzen dira kontutan, euren trantsizioek zabalera homogeneoa dutelarik, baina gutxi gainezarrita:

$$\text{igorpenen arteko distantzia} \approx \text{igorpenen zabalera}$$

Simulazio numerikoa egiteko hartu ditugun parametroak honakoak dira:

Populazio independente bi, euren goi-mailen biziraupenak $\tau_{s1}=460\mu\text{s}$ eta $\tau_{s2}=420\mu\text{s}$ (4.40 Iruditik) eta euren igorpen espontaneoaren maximoen arteko distantzia zabalera antzekoa (4.41 Iruditik).

Kontzentrazioen erlazioa tanteoz aldatzen joan gara, espektro integratuaren gailur bien intentsitate erlatiboak doitu arte: Emaitzarik onena $W_1/W_2 = 1.2$ -rekin lortu genuen, baina tamalez laser-atariak eta laser-hasierak ez dute berdinak irteten.

Egindako froga guztietan honakoa ikusten da:

a) Laser-atariak berdinak (edo oso antzekoak) eta laser-hasierak aldi berean gerta daitezten, parte hartzen duten populazioen artean oreka sartu beharra dago (biziraupenak/kontzentrazioak konpromezua). Honela eginda, tamalez, espektro integratuaren gailurren intentsitateak ere berdindu egiten zaizkigu.

b) Espektro integratuaren gailurren intentsitateak ezberdinak izan daitezten, parte hartzen ari diren bi populazioen artean desoreka kontuan hartu beharra dago (biziraupenak/kontzentrazioak konpromezua). Honela eginda, tamalez laser-atariak eta

laser-hasierak ez dute berdinak irteten.

Populazio bien artean energia-transferentziarik egon daitekeela ere kontutan hartu izan dugu: horrela bada, transferentziaren erritmoa estimatzea geratzen da.

Energia-transferentzia oso geldoa bada, ia ez du efekturik, eta populazio biak independenteak balira bezala jokatuko dute (modelo inhomogeneoa). Laser-atari eta hasiera ezberdinak.

Bestalde, energia-transferentzia bizkorregia bada, efektu handiegia du, eta populazio biak bat balira bezala jokatuko dute (modelo homogeneoa). Batek bakarrik laseatuko luke; kasurik onenean oso antzekoak badira (diferentzia $\approx 1\%$) laser-atari eta hasiera berdinak, baina bietatik efizientzia txikiena daukanak, bestearen aurrean intentsitatea galtzen du, denboran zehar eta ponpaketarekin.

Azkenik, energi transferentzia ertaina sartuz, euren biziraupenen neurrikoa, emaitza bitartekoa da: Laser atariak eta hasierak antzekoagoak dira eta espektro integratuko gailurren intentsitateak ezberdinagoak modelo inhomogeneoan baino, baina ez erabat, eta espektro integratuko gailurren intentsitateak modelo homogeneoan baino berdinagoak dira. Energi handiko mailatik energia txikiagoko mailarako transferentzia sartu dugu eta emaitza "onenak" eman dituenak $t_{\text{transf}} \approx 30\mu\text{s}$ izan da.

Ezin izan dugu simulatu, modelo inhomogeneoarekin (populazio birekin bakarrik), biek laser-atari eta hasiera berdinak izatea eta aldi berean intentsitate ezberdinak.

Modelo homogeneoarekin, (populazio bakar bat), igorpen bakar bat lortzen da eta ez bi. Kasurik onenean oso antzekoak badira (diferentzia $\approx 1\%$) laser-atari eta hasiera berdinak lortzen dira, baina bietatik efizientzia txikiena daukanak, bestearen aurrean intentsitatea galtzen du, denboran zehar eta ponpaketarekin.

Dena den, BIGaZLuTMn beira honetan, CNGG-kristalaren kasuan bezala, ez dugu uste espektroko osagai biak Stark-azpimaila ezberdinen arteko trantsizioak direnik, euren populazioak ez direlako independenteak. Trantsizioaren goi-maila $4F_{3/2}$ da eta Stark efektuaz bi azpimailatan banatzen da, baina bi azpimaila horien arteko energia-diferentzia txikia da "KT"-rekin konparatuz (gelako tenperaturan $KT \approx 200 \text{ cm}^{-1}$) eta termalizatuta egon beha dutela uste dugu, euren arteko energia-transferentzia oso bizkorra delarik, hau da, populazioen arteko erlazioa konstantea izan behar dela.

Kasu honetan, bietako azpimaila batetatik trantsizioa bestetik baino efizienteagoa

bada, laser igorpena bertan hasiko da eta ez dio populazio irauliari (n -ri) beste trantsizioaren atariraino iristen utziko, bestea ez delako hain efizientea. Gogora dezagun ponpaketak eragiten dionean populazio iraulia hazi egiten dela laser-igorpena hasten den unetxoa arte, gero ez da gehiago hazten eta bere balio egonkorraren inguruan oszilatzen egiten du.

Kasurik onenean ere, azpimaila bietatik trantsizioen probabilitateak oso antzekoak badira (baina ez identikoak) laser-igorpena bietan has daiteke aldi berean, lehen transitorioetan, populazio irauliak (n -k) bere balio egonkorra gainditzen duelako, baina gero efizientzia txikiagoko uhin luzera denborarekin desagertzen joango da, eta beraz, intentsitateen arteko erlazioa handiagoa izan beharko litzateke denborarekin eta baita ponpaketa handiagoekin.

Beraz, kristal honetako laser igorpenean agertzen diren bi gailurren jatorria populazio independentedun trantsizio bi izan behar badute, hau da, populazio bi horien arteko energia-transferentzia motela izan behar bada biziraupenarekin konparatuz, Neodimioak beiraren baitan hartzen dituen toki edo posizio ezberdinak izan daitezke, adibidez bi aldarazle ezberdinen inguruan, normalean toki ezberdinen arteko transferentzia energetikoa txikiagoa baita.

Toki bietako trantsizioak probabilitate eta kontzentrazio ia identikoak izan behar dituzte, laser-atari eta hasiera ia berdinak izan ditzaten.

Bien intentsitateen arteko ezberdintasuna beharbada bietako bakoitzaren izaera inhomogeneoan egon daiteke, hau da bi gailurrak independenteak izanik (inhomogehea) eta gainera bietako bakoitza berez inhomogeneoa, eta inhomogeneotasun ezberdinak, batean zabalagoa eta bestean estuagoa.

5.4.- BOSGARREN KAPITULUAREN BIBLIOGRAFIA

- [1] H. Stutz, G. DeMars. " Transients and Oscillation Pulses in Masers ". Quantum Electronics Edited by C.H. Townes. (New York: Columbia University Press), p530-537, 1960.
- [2] H. Stutz, C. Luck, C. Shafer, M. Ciftan. "Observation on Oscillation Spikes in Multimode Lasers". Advances in Quantum Electronics. pp342-347. Columbia University Press. New York 1961.
- [3] C.L Tang, H. Stutz, G. DeMars. "Spectral Output and Spiking Behaviour of Solid State Lasers". Journal of Applied Physics, vol34, n°8, pp2289-2295. Aug.1963.
- [4] R. Dunsmuir. "Theory of Relaxation Oscillations in Optical Masers". Journal of Electronic Control. Vol10. pp453-458, 1961.
- [5] D.A. Kleinman. "The Maser Rate Equations and Spiking". Bell System Technical Journal, vol43, pp1505-1532, July, 1964.
- [6] D.M. Sinnet. "An Analysis of the maser Oscillator Equations". Journal of Applied Physics. vol33, n°4, pp1578-1581. Apr 1962
- [7] K. Shimoda, "Introduction to Laser Physics", Springer Verlag, 1984, Springer Series in Optical Sciences, Vol44, pp106-122.
- [8] A.E. Siegman. "Lasers". Berkeley CA, University press, 1986. pp955-971.
- [9] W. Koechner. "Solid State Laser Engineering". Springer Verlag, New York-Berlin 1988.
- [10] I. Iparraguirre. "Estudios Fundamentales en Laser de Colorantes" Universidad Complutense, Facultad de Ciencias Físicas, Departamento de Optica, Madrid 1989.
- [11] O.E. Okhotnikov, J.R. Salcedo, "Laser Transition Characterization by Spectral and Thermal Dependences of the Transient Oscillations". Optics Letters, Vol19, n°18, pp1445-1447, Sep 15 1994.

6.- LABURPEN ETA KONKLUSIOAK

6.- LABURPEN ETA KONKLUSIOAK:

1.- Tesi doktoral honetan zehar, lau materiale berriren laser-ezaugarrien ikerketa egin da:

Hiru materiale kristalino:

- a) Kaltzio GalioGermanatoa: $\text{Ca}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$,
- b) Lantano eta Galio Silikatoa : $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$,
- c) Kaltzio, Niobio eta Galiozko Granatea: $\text{Ca}_3(\text{Ga},\text{Nb})_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$,

Eta beira fluoruro bat, ondoko konposizioaz:

- d) $30\text{BaF}_2-18\text{InF}_3-12\text{GaF}_3-20\text{ZnF}_2-10\text{LuF}_3-6\text{ThF}_4-4\text{MnF}_2$ (BIGaZLuTMn)

Lan honetan ezaugarri espektroskopikoak ikertu eta laser igorpena lortu da lau matrize esperimental hauetan. Lortutako igorpen estimulatua Nd^{3+} ioiarena da, guztietan ezpurutasun bezala nahita txertatu da. Zehatzago esanda, lortutako igorpen estimulatua Neodimioaren $^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$ trantsizioarena da, 1.06 μm . inguruko uhin luzeraduna.

2.- Eskuratu ditugun lau materialeen laser-igorpena bera aztertuz, espektroetan agertzen diren osagai ezberdinen izaera eta jatorria aztertu dugu.

Hiru egitura kristalino desordenatuen eta beira fluoruroaren laser igorpenak konparatu ahal izan dira.

3.- Igorpen estimulatuaren ezaugarrien ikerketa teoriko orokor bat egin dugu, laserraren ekuazio dinamikoaren simulazio numerikoaz baliatuz.

Modelo teorikoa kasu bitan planteatu da:

- a) Zabalera homogeneousodun modeloa.
- b) Zabalera inhomogeneousodun modeloa.

Bigarren kasu honetan, aldi berean, beste bi posibilitate hartu ditugu:

- b-1) Gainezarketa txikia.
- b-2) Gainezarketa handia.

Laser-igorpenaren ikuspegitik Nd^{3+} ioiaren leku edo posizio ezberdinek matrizearen barruan modelo inhomogeneoak adierazitako portaera izan behar dute, laser-espektoan gailur bat edo gehiago lortuz gainezarketaren eod/eta ponpaketa-mailaren arabera.

4.- Materiale berrien Laser igorpena lortzeko, eta beraz, analisi espektroskopikoa egiteko prototipo esperimental bat eraiki behar izan dugu, materiale ezberdinen ponpaketaren probaleku izan dadin.

5.- Kaltzio GalioGermanatoaren laser espektroak, gailur bakar bat du, ponpaketarekin zabalagotzen ez dena, denboran zehar estutu egiten dena eta inola ere desplazatzen ez dena. Portaera hau zabalera homogeneodun modeloarekin ondo doitu daiteke, baina zabalera inhomogeneodun modeloarekin ere, populazio independente bi (edo gehiago) hartuz, gainezarketa eta simetria handiarekin (biziraupenak edo kontzentrazio erlatiboak). Kasu honetan ezin dugu baztertu interpretazio bietatik bat ere ez.

6.- Lantano eta Galiozko Silikatoaren laser-espektroak, gailur bakar bat du, ponpaketarekin asimetrikoki zabalagotzen dena eta denboran zehar desplazatu egiten dena. Portaera hau ezin da modelo homogeneoarekin simulatu, bai ordea, modelo inhomogeneoarekin, kualitatiboki behintzat, populazio independente bi hartuz, gainezarketa handiarekin baina asimetriarekin (biziraupen edo kontzentrazio erlatiboetan). Kasu honetan modeloak portaera homogeneoa baztertzen du, eta portaera hau populazio independente birekin azaltzen du, euren arteko transferentzia energetikoa ahula izanik. Gainera hipotesi hau indartuz, lumineszentzia neurketak ere erakutsi dira, eta eurretan Stark trantsiziotzat hartu ezin daitezkeen osagai batzuk ikusten dira.

7.- Kaltzio Niobio eta Galiozko Granatearen laser-espektroak gailur bi ditu, laser-atari eta hasiera ezberdinekin. Portaera hau ezin da modelo homogeneoarekin azaldu baina nahiko ondo azaltzen da modelo inhomogeneoarekin, populazio independente bi hartuz, gainezarketa txikiarekin eta asimetriarekin (biziraupen edo kontzentrazio erlatiboetan). Kasu honetan ere modeloak izaera homogeneoa baztertzen du, eta portaera hau transferentzia energetiko ahuleko populazio birekin azaltzen du. Kristal honetan, lumineszentzia neurketek Neodimioak "toki" kristalografiko ezberdinak hartzen dituela frogatzen du.

8.- BiGaZLuTMn -aren laser-espektroak gailur bi ditu, laser-atari eta hasiera berdinekin.

Portaera hau ezin da modelo homogeneoarekin azaldu, gailur bakarra azaldu beharko

litzatekeelako. Zabalera inhomogeneodun modeloarekin, populazio bi soilik hartuta, eta bietako bakoitza zabalera homogeneoduna, eta gainezarketa txikiaz ere ezin da ondo azaldu, gailur biek laser-atari eta hasiera berdinak dituztelako baina intentsitate ezberdinak.

Izaera homogeneoa ia erabat baztertu daiteke, gainera lumineszentzia neurketek ere inter-Stark trantsizio ezberdinak ez diruditen osagai batzuk erakusten dituzte.

Zabalera inhomogeneodun modeloak kasu honetan emaitza kaskarrak ematea, populazio bi soilik hartu direlako izan daiteke, eta bietako bakoitza zabalera homogeneoduna. Gure ustez, gailurretako bakoitzak aldi berean izaera inhomogeneoa izan dezake, zabalera ezberdinetakoak gainera.

9.- Azken ondorio bezala, egindako lanaren bidez, laser igorpenaren beraren espektroskopia, bereizmen handiko ohizko espektroskopia optikoarekin batera materialeen egituren inhomogeneotasunarekin zerikusia duten arazoak aztertzeko baliagarria dela frogatu da. Gure kasuan, laser igorpenaren beraren espektroskopiak, aurretik beira fluoruroetan lortutako emaitzen interpretazioa egiaztatu ahal izan du.