

Poliment de vidre amb làser de CO₂: tractament del feix i aplicació a grans superfícies

Memòria que presenta per optar al grau de
Doctor en Ciències Físiques
per la Universitat Politècnica de Catalunya

Jesús Armengol Cebrian

Dirigida per:

Dr. Ferran Laguarda Bertran
Dr. Fidel Vega Lerín

Terrassa, 14 de desembre del 2000
Departament d'Òptica i Optometria
Universitat Politècnica de Catalunya



Els Srs. Ferran Laguarda Bertran, Catedràtic de la Universitat Politècnica de Catalunya i Fidel Vega Lerín, Titular de la Universitat Politècnica de Catalunya,

CERTIFIQUEN

que el Sr. Jesús Armengol Cebrian, Llicenciat en Ciències Físiques, ha realitzat sota la seva direcció i en el programa de doctorat *d'Enginyeria Òptica* del *Departament d'Òptica i Optometria* de la *Universitat Politècnica de Catalunya*, el treball '***Poliment de vidre amb làser de CO₂: tractament del feix i aplicació a grans superfícies***', que es recull en aquesta memòria per optar al grau de Doctor en Ciències Físiques.

I perquè consti, d'acord amb la legislació vigent, signen aquest certificat

Dr. Ferran Laguarda Bertran

Dr. Fidel Vega Lerín

Terrassa, 14 de desembre del 2000.

A l'Ana
A la Laura, al Pau, a...
Als meus pares.

Quan sortiràs a fer el viatge d'Ítaca,
fes vots perquè el camí sigui molt llarg,
ple d'aventures, ple de descobertes.
(...)

Tingues Ítaca sempre al pensament.
El teu darrer destí és arribar-hi.
Gens no apresis, però, la travessia.
És preferible que duri molts anys;
i que fondegis, vell, a l'illa, ric
amb el que hauràs guanyat en el camí,
sense esperar cap bé que Ítaca et doni.

Ítaca t'ha donat el bell viatge.
Sense ella , no l'hauries pas emprès.
Res més no té que et pugui ja donar.

I no t'ha estafat pas, si et sembla pobra.
Savi com t'has tornat, amb tant de món,
ja hauràs comprès què volen dir les Ítaques.

Ítaca, C. P. Cavafis
Trad. Joan Ferraté

AGRAÏMENTS

Sempre he estat un ferm partidari del treball en grup i per això considero aquesta memòria un fruit no només del meu esforç, si no del de totes aquelles persones que en major o menor grau hi han col·laborat. Amb aquestes línies vull agrair el seu recolzament, ajuda i treball.

En primer lloc al Dr. Ferran Laguarda Bertran, el promotor d'aquesta tesi, sense el seu esforç i perseverança no hauríem arribat aquí. Ell va proposar el tema d'aquest treball i m'ha fet fàcil el camí fins arribar al final. Gràcies a ell vaig entrar en el món de la recerca i a ell li dec gran part de la meva formació científica. Espero poder continuar aprenent d'ell durant molt de temps i, sobre tot, gaudint de la seva companyia. Gràcies Ferran.

Al Dr. Fidel Vega Lerín, co-director d'aquest treball, encara que per fer-li justícia hauria de constar com a co-autor. Ell només ha tingut paraules d'ànim i el seu ajut ha estat decisiu per la finalització de la tesi. Són incomputables les hores compartides al despatx i al laboratori com per no apreciar que la seva veritable vàlua no és només científica, si no sobretot, personal. Ell no és un company de feina, és un bon amic. Gràcies Fidel.

Als companys/es de despatx i laboratori, la Núria Lupón, el Roger Artigas i l'Agustí Pintó. Amb ells he compartit moltes hores (i molts cafès), sempre disposats a escoltar els meus problemes i a aportar solucions.

Als geomètrics pel seu suport, sempre disposats a donar un cop de mà si el necessites (i jo en necessito!). Gràcies Maria Sagrario Millan, Elisabet Pérez, Jaume Escofet, Hèctor Abril.

Als companys del departament d'òptica i optometria i de l'escola d'òptica i optometria de Terrassa amb qui comparteixo el dia a dia.

Als 'treballadors' de la universitat. Als veïns del taller, en especial al Xavier Murcia que sempre sap com són les peces que necessitem (malgrat que els plànols els fem nosaltres). Als companys dels serveis informàtics sempre disposats a trobar el bit perdut. Als bibliotecaris, de qui encara no he trobat cap mancança en el seu servei, per trobar totes les referències que ens ajuden a aprendre.

A les empreses INDO S.A. i ESSILOR S.A. pel suport financer al projecte. En especial a l'Agustí Savall, el Lluís Portabella, el Guy Sagot i el J.L. Mercier, per les valuoses discussions sobre el projecte, la informació facilitada i les mesures realitzades.

ÍNDEX

1.- Introducció.....	1
1.1.- Motivacions i antecedents.....	1
1.2.- Objectiu i metodologia.....	7
1.3.- Estructura de la memòria.....	9
2.- Integració de feixos làser de CO ₂	11
2.1.- Estat de l'art.....	12
2.1.1.- Homogeneïtzació.....	13
2.1.2.- Integració.....	21
2.2.- Modelització teòrica de les tècniques d'integració.....	29
2.2.1.- Feix sense modificar escombrant una superfície.....	31
2.2.2.- Feix obtingut amb miralls facetats.....	34
2.2.3.- Feix obtingut amb calidoscopis.....	44
2.3.- Caracterització del feix.....	53
2.3.1.- Feix sense modificar escombrant una superfície.....	53
2.3.2.- Feix obtingut amb miralls facetats.....	56
2.3.3.- Feix obtingut amb calidoscopis.....	65
3.- Procés de poliment de vidre amb irradiació làser.....	71
3.1.- Característiques de les mostres.....	72
3.2.- Procés tèrmic i protocol d'irradiació.....	80
3.3.- Caracterització final de les mostres.....	81
3.4.- Paràmetres que defineixen la irradiació.....	83
4.- Resultats del poliment de grans superfícies de vidre.....	91
4.1.- Resultats comuns.....	92
4.2.- Aspectes específics dels resultats obtinguts amb mètodes d'irradiació estàtics.....	100
4.3.- Aspectes específics dels resultats obtinguts amb mètodes d'irradiació dinàmics.....	104
4.3.1.- Feix estàtic i mostra en rotació.....	105
4.3.2.- Escombrant amb el feix sobre la mostra estàtica... ..	108
4.3.2.1.- Amb el feix sense modificar.....	108
4.3.2.2.- Amb el mirall facetat 2x1: Formació d'ondulacions.....	111
4.3.3.- Escombrant amb el feix sobre la mostra en rotació.....	124

5.- Conclusions.	129
Apèndix A: Estructura i propietats del vidre.	133
A.1.- Teoria cinètica de formació.	133
A.2.- Composició.	136
A.3.- Propietats òptiques i tèrmiques.	137
Apèndix B: Caracterització superficial. Normes.	147
B.1.- Nomenclatura.	147
B.2.- Mesura de la textura superficial.	149
B.3.- Paràmetres de mesura.	150
B.4.- Longituds de mesura.	151
B.5.- Descripció dels instruments.	152
Apèndix C: Classificació de les mostres.	155
Referències.	159
Publicacions relacionades.	167

Introducció

1.1.- Motivacions i antecedents.

Els primers elements òptics polits daten de l'època egípcia (3000 a. C.) on s'utilitzaven els primers miralls lleugerament còncaus. Poc més tard, a Creta (Knossos) a l'època minoica (2200 a. C.) s'utilitzen les primeres lents esfèriques polides amb finalitats òptiques, per veure objectes augmentats. Les tècniques per polir aquests elements no difereixen gaire de les utilitzades per Newton per polir els miralls del seu telescopi i de les utilitzades actualment per polir les lents oftàlmiques.

El procés convencional de fabricació de les superfícies òptiques consta de tres passos: el desbast, l'afinat i el poliment. El procés de desbast es porta a terme amb eines rígides abrasives i pretén generar una superfície propera a la desitjada. Seguidament, durant l'afinat, la superfície adquireix la forma exacta desitjada. En aquest pas, la rugositat residual de la superfície disminueix fins a valors pic a vall d'unes poques

Capítol 1.

micres, però és al procés final de poliment on, sense modificar la forma de la superfície, s'elimina la rugositat fins als valors desitjats. Aquest darrer procés es porta a terme amb eines toves, que s'adapten millor a la superfície a polir.

Malgrat que, com veiem, la tècnica per polir superfícies òptiques té uns 5000 anys, fins a mitjans del segle XX no s'ha conegut el procés del poliment amb cert rigor científic. Diverses teories intentaven explicar el poliment com un fenomen purament mecànic o tèrmic o fins i tot químic. Avui en dia es coneix força millor el procés de poliment i es domina la tècnica i els paràmetres que hi intervenen (es coneixen més de trenta factors que influeixen [Sanger-83]). El poliment és un complicat procés fisico-químic en el que influeixen tant paràmetres físics (la pressió i velocitat de l'eina) com altres factors (líquid i agent polidor) i fins i tot la pelfa emprada [Izumitani-86]. En el procés una fina capa del material a polir reacciona químicament amb el líquid polidor (aigua) en presència de l'agent polidor (òxid de Ceri habitualment pel vidre) formant una capa hidrolitzada. Aquesta capa hidrolitzada es extreta mecànicament reduint-se la rugositat del material a polir. El procés és encara objecte d'investigació [Gillman-98] i el coneixement a fons d'aquest i el paper de tots els elements que hi intervenen (aigua, agent polidor, pelfa) no és encara del tot conegut. Una bona aportació en aquest sentit la podem trobar molt ben explicada a [Kuocký-84].

En els tres passos necessaris per fabricar una superfície, les eines i la mostra es mouen l'una respecte de l'altre amb moviments bàsicament rotatoris. Aquesta tècnica és ideal per generar superfícies esfèriques o planes. Les demandes d'avui en dia al món de l'òptica són cada cop més exigents i s'allunyen de les tradicionals superfícies esfèriques. Els instruments astronòmics actuals, tant terrenals com espacials, les òptiques de precisió, fotogràfiques o per làsers d'alta potència, les òptiques amb nous materials, les òptiques per longituds d'ona molt petites o les lents oftàlmiques multifocals són alguns exemples on les superfícies han de ser generades amb tècniques més modernes i de forma no convencional.

Un seguit de noves tècniques per fabricar superfícies s'han desenvolupat força durant la segona meitat del segle. El desenvolupament de la computació automàtica ha permès sorgir noves tècniques de fabricació de superfícies per donar resposta a les noves demandes. La nova tècnica més estesa és, sense dubte, la generació de les

superfícies amb microeines dotades de puntes de diamant i mogudes amb controls numèrics de precisió. Aquesta tècnica permet generar qualsevol superfície, tant esfèrica o plana com asfèrica, tòrica o cònica en qualsevol material. La tècnica convencional encara resulta més senzilla, més barata i produeix millors acabats en les superfícies convencionals que les tècniques amb màquines eina de precisió. Per saber quina tècnica utilitzar per cada superfície hi ha una senzilla regla: Quant més gran sigui el ritme del canvi de la curvatura (mesurat a la tercera derivada) de la superfície a generar, millor funcionaran les tècniques de màquines eina de precisió [Sanger-81]. La tercera derivada d'un pla val zero, mentre que la de les superfícies còniques, tòriques o definides amb polinomis s'allunya de zero.

El poliment convencional aplicat a superfícies no esfèriques produeix una esferització d'aquestes i perden la forma amb que han estat generades. Les noves tècniques per generar superfícies no aconsegueixen habitualment bons nivells de poliment per sí mateixes, i si ho fan és molt costós o en petites àrees. D'altra banda aquestes tècniques produeixen microfractures per sota de la superfície d'una profunditat més gran que les tècniques convencionals (entre un 60%-70% més gran [Hed-87]). Aquests defectes desapareixen amb el poliment tradicional, però si aquest no es porta a terme, la superfície pot no ser vàlida per certes aplicacions (en aplicacions d'alta potència aquestes estructures són iniciadores de fractures).

Com veiem, paral·lelament a les tècniques de generació de noves superfícies també cal desenvolupar noves tècniques de polir per obtenir el final adequat amb la forma necessària. Cal poder polir grans superfícies, polir fins a nivells de rugositat més petits, polir materials més durs, polir superfícies amb qualsevol forma... En els darrers anys també s'han desenvolupat noves tècniques per polir superfícies que solucionen alguns d'aquests problemes. Hi ha tècniques més consolidades com el bombardeig iònic [Frost-98], el bombardeig electrònic [Warzawsky-69] o les màquines eina amb puntes molt petites, i tècniques molt noves com el poliment amb raig de fluid [Fähnle-98] o el poliment magnetorheològic [Graydon-99]. La tècnica de poliment per tractament tèrmic superficial amb làser de CO₂ intenta aportar solucions en aquest camp.

El poliment de superfícies de vidre amb làser de CO₂ és una modificació de la tècnica de poliment al foc. El poliment al foc consisteix en escalfar la mostra de vidre a

Capítol 1.

polir (generalment dins d'un forn) fins assolir temperatures en que la viscositat del vidre hagi disminuït prou per permetre a la tensió superficial actuar per reduir la superfície efectiva (polir). El gran desavantatge del poliment al foc és que les temperatures que cal assolir estan per sobre del punt d'estovament, i per tant, la mostra es deforma (perd la configuració donada durant l'afinat) fins i tot per temps d'escalfament petits i és difícil controlar la forma final. Amb el poliment amb làser de CO₂ es pretén reduir la zona escalfada per sobre del punt d'estovament a una fina capa superficial, de manera que la resta de la mostra no s'escalfi per sobre d'aquest punt i la forma adquirida al procés d'afinat no es perdi. És pot considerar per tant, un poliment al foc localitzat a la superfície.

Quan irradiem una superfície amb un làser, el gruix de la capa escalfada depèn de la densitat de potència del làser, del temps d'irradiació, de la longitud de penetració òptica del làser al material ($1/\alpha$) i de la difusibilitat tèrmica ($D_t = k_c / \rho C_p$) [Von Allmen-95]. El làser de CO₂ presenta unes característiques idònies per escalfar una capa superficial d'unes poques micres de vidre (la rugositat després del procés d'afinat té una amplitud pic a vall d'aquest ordre de magnitud). Es disposa de làsers de potència suficient per escalfar el vidre fins a temperatures prou grans, la radiació és absorbida en una capa molt prima de vidre ($\alpha \sim 10^3 \text{ cm}^{-1}$ per $\lambda = 10.6 \text{ }\mu\text{m}$ a temperatura ambient) i la conductivitat tèrmica és petita ($k_c \sim 0.8\text{-}1.2 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ a baixes temperatures). Per tant és fàcil escalfar una petita capa superficial de vidre sense que el gruix de la mostra assoleixi temperatures elevades. Aquesta idoneïtat és deguda a la monocromaticitat de l'emissió làser. S'ha intentat escalfar localment la superfície amb fonts espectralment amples (fil calent molt proper a la superfície), però aquest esclafament no és prou localitzat ja que el vidre és semitransparent a la radiació amb longituds d'ona per sota de $4,5 \text{ }\mu\text{m}$ (veure apèndix A).

La tècnica de poliment de superfícies òptiques amb làser de CO₂ presenta avantatges importants des del punt de vista tecnològic. En aquesta tècnica no cal utilitzar eines adaptades a cada superfície a polir com en el poliment convencional, sinó que amb el mateix feix es poden irradiar superfícies amb curvatures diferents. De la mateixa manera no consumeix materials com les pelfes i els pols per polir ni genera residus. La tècnica permet adaptar-se a qualsevol geometria tant esfèrica com asfèrica,

tòrica... També és una tècnica vàlida independentment de la forma en que s'ha generat la superfície, per superfícies generades convencionalment o per encongiment tèrmic¹ o amb puntes de diamant comandades per controls numèrics... També és una tècnica completament automatitzable i susceptible de ser incorporada als processos habituals de producció. El fet que els feixos làser no tinguin cap tipus d'inèrcia mecànica i siguin fàcilment transportables la fan una tècnica única per tractar superfícies de difícil accés.

No tot són facilitats per fer tractaments tèrmics amb làser de CO₂. Les mateixes característiques que fan fàcil irradiar una petita capa superficial fan difícil uniformitzar les temperatures superficials si la irradiació no és uniforme. Si la intensitat aplicada en dues zones contigües de la superfície és diferent, s'assoliran temperatures diferents. Com que la difusibilitat tèrmica és petita, els gradients de temperatura existiran mentre duri la irradiació. Això té dues conseqüències: el tractament superficial no serà homogeni ja que les dues zones s'hauran escalfat fins a temperatures màximes diferents i, en cessar la irradiació les dues zones es refredaran partint de temperatures màximes diferents i per tant, tindran històries tèrmiques diferents que portaran a estats finals diferents (volum específic diferent...)(veure l'apèndix A). Les fonts làsers actuals emeten feixos amb distribucions d'intensitat no uniforme, i per tant, caldrà tractar el feix per obtenir distribucions d'intensitat uniformes que permetin un tractament homogeni de la superfície i un estat final superficial igual per a tota la mostra. Aquest aspecte serà tractat amb detall en aquesta memòria.

Des de l'aparició del làser als anys seixanta, les aplicacions d'aquesta nova eina s'han multiplicat. En particular n'hi ha moltes amb làsers de CO₂ i vidres, properes a la que nosaltres proposem. Ja als anys setanta trobem aplicacions industrials com la del tall de vidre amb làser [Chui-75], on el vidre preescalfat per sobre de la seva temperatura de transformació es talla amb un feix focalitzat de CO₂ (les velocitats d'escombrada són de 4.6 m/min per potències de 14kW). La famosa indústria txeca del vidre va adoptar ràpidament la tècnica làser per decorar vidres ja que la velocitat de procés és molt elevada (fins a 10 cops més ràpid que els mètodes tradicionals) [Urbánek-80]. També hi ha aplicacions per endurir superfícies de vidre [Temple-82], per marcar vidre [Kozhukharov-89] i [Allcock-95], i per fer tractament superficial de

¹ de l'anglès *shrinking*

Capítol 1.

vidres pesants i fèrrics ([Buerhop-90] i [Buerhop-92]). Més recentment la majoria de noves aplicacions es centren en generar microestructures a la superfície polida dels vidres. Es generen amb làser de CO₂ tant microlents ([Fritze-98] i [Wakaki-98]) com altres elements refractius per òptica integrada (acobladors de fibra òptica, guies d'ona integrades...) [Veiko-95]. Fins i tot una nova aplicació en elements d'ús diari és el gravar una textura de microdeformacions a la superfície dels discs durs ([Kuo-97], [Tam-97] i [Shiu-99]). Per millorar la densitat de dades gravades en un disc dur, cal millorar el vol del capçal per sobre de la superfície. Aquest vol millora molt si la superfície està plena de petites deformacions (protuberàncies de 20-30 nm d'alçada i 10 µm de diàmetre) a la zona de engegada i parada. Aquestes deformacions són generades enfocant un làser de CO₂ a la superfície del vidre endurit que fa de suport per al recobriment magnètic del disc dur.

Els antecedents més directes del poliment de vidre amb làser de CO₂ els trobem en els treballs de [Xiao-83]. En aquests treballs el procediment és el mateix que hem utilitzat nosaltres, existeixen però dues importants diferències que el fan inviable. La primera diferència és que irradien la superfície amb un feix làser amb una distribució gaussiana d'intensitats. Fent-ho així és impossible aconseguir tractar la superfície homogèniament i, per una banda, el poliment no és uniforme, i d'altra banda, com la irradiació no és uniforme, els diferents punts de la superfície assoliran diferents temperatures i, en refredar-se arribaran a estats finals diferents. La superfície es deformarà reproduint la forma de la distribució d'intensitats (veure l'apèndix A). La segona diferència és que l'escalfament previ de les mostres per evitar que es trenquin és massa petit. Si creem un gradient de temperatura al voltant de la temperatura de transformació del vidre es creen a la mostra tensions induïdes que arriben a trencar-la. Aquestes tensions són degudes a que el coeficient de dilatació augmenta bruscament al voltant del punt de transformació, i per tant, si hi ha un gradient de temperatures al voltant d'aquest punt es produeixen dilatacions molt diferents que produeixen tensions mecàniques. Per evitar aquestes tensions cal preescalfar la mostra per sobre de la temperatura de transformació. El fracàs de l'aplicació de [Xiao-83] es justifica dient que els vidres més utilitzats tenen coeficients de dilatació massa elevats i, es generen tensions massa grans que trenquen les mostres. El preescalfament que fan és per sota de la temperatura de transformació i així no s'eviten les tensions induïdes al voltant d'aquesta zona. La raó per no preescalfar per sobre de la temperatura de transformació

és perquè creuen que la mostra es deformarà. Això tampoc no és cert, la temperatura de transformació (per la que la viscositat val $\eta=10^{13.3}$ dPa.s) marca el punt d'inflexió a la corba de volum específic, mentre que la mostra es comença a deformar a temperatures més elevades (punt d'estovament dilatòmetric per al que la viscositat val $\eta=10^{11-12}$ dPa.s)(veure l'apèndix A o [Fernández-85] o [Mari-82]). La diferència de temperatures entre aquests dos punts acostuma a ser d'algunes desenes de graus.

Així doncs, per a l'èxit de l'aplicació caldrà preescalfar les mostres lleugerament per sobre del punt de transformació i irradiar les mostres uniformement. Aquestes dues fites varen ser investigades pel nostre grup en un estudi de viabilitat on aconseguirem polir petites àrees (80 mm^2) de vidre B-270 [Laguarda-94]. Posteriorment hem ampliat l'estudi per assolir polir grans superfícies (fins a 5000 mm^2). L'estudi complet consta d'un important apartat de simulació del procés tèrmic que s'indueix a les mostres, i la comprovació que el model de simulació proposat és correcte. Aquest apartat ha estat recollit en la tesi doctoral de Núria Lupón [Lupón-00].

1.2.- Objectiu i metodologia.

Aquest treball s'emmarca dins d'un projecte tecnològic més gran que té per objectiu polir superfícies en components de vidre òptic amb tractament tèrmic superficial amb làser de CO_2 . El projecte està orientat a la indústria del vidre oftàlmic que ha aportat una part del finançament per dur-lo a terme. En concret, aquesta memòria recull una part del projecte d'investigació que té per objectius:

Estudiar i desenvolupar sistemes d'irradiació uniforme que siguin adequats per la longitud d'ona del nostre làser ($\lambda=10.6 \text{ }\mu\text{m}$) i que puguin suportar feixos de potències elevades (aproximadament 2kW). Com hem vist a l'apartat anterior, cal modificar les distribucions d'intensitat dels feixos làser per tal de fer-les uniformes.

Per a fer això dissenyarem i desenvoluparem programes informàtics per simular les distribucions d'intensitat que utilitzarem en l'aplicació. Per integrar feixos làser de

Capítol 1.

CO₂ d'alta potència s'utilitzen industrialment dos sistemes, els miralls facetats i els calidoscopis. Estudiarem amb detall les distribucions d'intensitats produïdes per aquests sistemes d'integració quan s'utilitzen amb un feix làser de CO₂ amb distribució d'intensitats corresponent a un mode TEM₀₁*. Veurem que les distribucions d'intensitat estan modulades per un patró interferencial que les fa inadequades per a aquesta aplicació. També veurem les distribucions d'intensitat produïdes per un nou sistema d'integració activa que permet uniformitzar aquesta distribució eliminant els efectes del patró interferencial.

Muntarem els sistemes d'integració descrits, i en caracteritzarem les distribucions d'intensitat que s'obtenen. Integrarem els sistemes de tractament del feix en el prototip d'irradiació de les mostres dins del forn.

Aquest objectiu és el pas previ per desenvolupar la tècnica de polir vidre amb làser de CO₂ i determinar quins són els seus avantatges principals i quines les seves limitacions. Cada tècnica de polir és adequada en unes situacions i no en unes altres. El poliment convencional és molt bo per polir superfícies esfèriques però no respecta la forma si volem polir superfícies asfèriques. Després d'haver comprovat la viabilitat del poliment de vidre amb làser de CO₂, caldrà desenvolupar la tècnica, cercar les aplicacions on la seva aplicació és idònia i trobar quines són les seves limitacions. En aquesta memòria trobarem els primers resultats satisfactoris en el poliment de vidre.

Utilitzarem mostres de vidre TRC-33 aportades per l'empresa ESSILOR S.A. que estan prèviament caracteritzades en la seva forma i la seva textura superficial. Tot i això, en els casos en que ens sigui possible (les mostres de més baixa rugositat) farem caracteritzacions prèvies al nostre laboratori per estudiar efectes locals. Per a realitzar les irradiacions seguirem un protocol recollit en una fitxa que es mostra al capítol 3.

Un cop irradiades les mostres, la textura superficial serà caracteritzada al nostre laboratori amb un microscopi interferencial amb desplaçament de fase. Les mostres que ho requereixin seran analitzades en la seva forma i/o textura superficial als laboratoris de les empreses INDO S.A. i ESSILOR S.A. que disposen de perfilòmetres tipus *stylus* adequats per fer aquestes mesures.

Finalment intentarem correlacionar els paràmetres de la irradiació amb els efectes produïts a la textura superficial de les mostres i els canvis a la seva forma.

1.3.- Estructura de la memòria.

El capítol 2 el dedicarem al tractament de feixos làser de CO₂ d'alta potència per aconseguir irradiacions uniformes. Primerament farem un estudi de l'estat de l'art en aquest tema, centrant-nos en aquelles tècniques que són aplicables i aquelles que ho podran ser. Seguidament passarem a presentar les simulacions realitzades per tal de dissenyar els sistemes integradors utilitzats. Finalment presentarem les caracteritzacions d'aquests feixos obtingudes experimentalment al nostre laboratori.

Al capítol 3 descriurem amb detall el procés de poliment de vidre amb làser de CO₂. Mostrarem com són les mostres utilitzades i descriurem el cicle tèrmic a que són sotmeses. Finalment definirem els paràmetres que intervenen en la irradiació i com es controlen.

Al capítol 4 presentarem els resultats més rellevants obtinguts en el procés de poliment de vidre. Primerament veurem aquells resultats comuns a tots els sistemes d'integració i totes les tècniques d'irradiació utilitzades. Seguidament analitzarem cada tècnica d'irradiació per separat, presentant les característiques particulars pel que fa als resultats.

Al capítol 5 presentem les conclusions que es poden extreure d'aquesta memòria.

Finalment hi ha tres apèndixs. L'apèndix A dedicat a les propietats dels vidres. L'apèndix B dedicat a la caracterització de les superfícies, i la mesura de les característiques de la seva textura. I l'apèndix C on es classifiquen les mostres que s'utilitzaran al treball.

Capítol 1.

Les referències estan en un llistat, per ordre alfabètic, al final de la memòria i es citen en el text amb el cognom del primer autor i l'any de publicació, tot en lletra cursiva.

Integració de feixos làser de CO₂

En les aplicacions de tractament tèrmic de materials amb làser cal un bon control de l'energia dipositada sobre la mostra, tant des del punt de vista espacial com temporal. Cal controlar tant la temperatura a la que s'escalfa la mostra, globalment o només la superfície, com els gradients de temperatura en profunditat i lateralment. Si volem uniformitat en el resultat del procés de tractament tèrmic, necessitem uniformitat en les distribucions de temperatura i, per tant, en la majoria d'aplicacions cal fer les irradiacions amb una distribució uniforme d'intensitat.

La majoria dels làsers d'alta potència utilitzats industrialment tenen distribucions transversals d'intensitat que no són uniformes. Tant poden ser monomode (TEM00, TEM01* ...) procedents de cavitats altament inestables, com multimode procedents de cavitats estables. Per tant, si es vol fer tractament tèrmic, cal utilitzar procediments per tal d'uniformitzar les distribucions d'intensitat. Partint de la distribució emesa pel làser s'intenta aconseguir una nova distribució amb intensitat uniforme i la geometria adequada per a la aplicació concreta (figura 2.1).

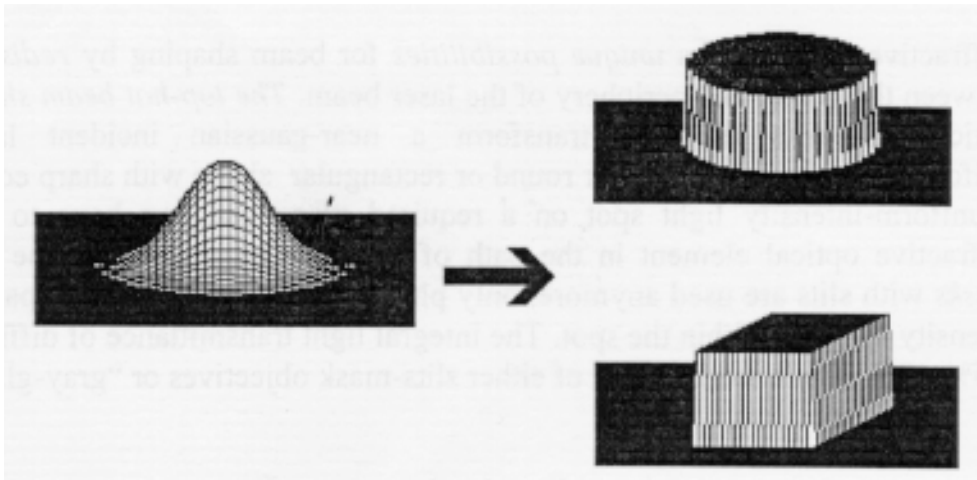


Figura 2.1.- Esquema d'uniformització del feix làser, a partir d'un feix gaussià s'obté un feix amb distribució uniforme d'intensitat i la geometria desitjada.

En el nostre cas, el tractament tèrmic superficial de vidre per assolir el seu poliment, aquest és un factor clau. Totes les magnituds físiques del vidre varien amb la temperatura (coeficient de dilatació, viscositat, tensió superficial...) i de forma complexa. També hi ha magnituds com el volum específic, que depenen de la història tèrmica, és a dir, del cicle d'escalfament i refredament aplicat. Si el cicle tèrmic és diferent en diferents punts de la superfície, l'estat final resultarà diferent i el tractament no serà uniforme. La informació referent als valors i les variacions d'aquestes magnituds es troba recollida a l'apèndix A.

En aquest capítol farem un estudi de l'estat de l'art en aquest tema, presentarem les simulacions realitzades per tal de dissenyar els sistemes integradors utilitzats i les corresponents distribucions d'intensitat obtingudes.

2.1.- Estat de l'art.

La tendència dels làsers industrials en els darrers anys és emetre modes el més bons possibles, TEM00 o TEM01* i estables. Aquests modes (distribucions transversals d'intensitat) són més adequats per a la majoria de les aplicacions per diverses raons: es poden focalitzar fins a dimensions limitades per difracció, són més estables en el temps,

són menys divergents... en definitiva, hi ha més control sobre ells. Només els làsers de molt alta potència sacrifiquen el control en la distribució de la intensitat a canvi d'obtenir millors rendiments en potència.

Com podem veure no hi ha làsers industrials que emetin directament distribucions uniformes d'intensitat, per això s'han desenvolupat molts sistemes per modificar les distribucions emeses pels làsers amb l'objectiu de convertir-les en distribucions uniformes. Per tal d'estudiar els diferents sistemes amb detall distingirem dos tipus, els homogeneïtzadors, que redistribueixen la intensitat i els integradors, que segmentant el feix en trocets i solapant-los aconseguen fer una distribució uniforme.

2.1.1.- Homogeneïtzació.

Els sistemes classificats com a homogeneïtzadors seran aquells sistemes que intenten redistribuir la intensitat del feix sense segmentar els fronts d'ona. Per utilitzar aquests sistemes cal tenir molt ben caracteritzat el feix incident, que aquest sigui senzill, simètric i sense defectes (*hot-spots*). Aquestes condicions fan que, a la pràctica, s'utilitzin només amb un feix incident gaussià (TEM₀₀). Els primers sistemes tenien un rendiment baix, però amb la proliferació de làsers d'alta potència amb distribucions gaussianes, s'han desenvolupat en els darrers anys sistemes homogeneïtzadors molt més eficients. La dependència de la seva eficàcia amb el tipus particular de feix, fa que habitualment aquests homogeneïtzadors siguin fets a mida per a cada aplicació i no puguin ser comercialitzats àmpliament. En tenir òptica específicament dissenyada per l'aplicació aquests sistemes poden resultar difícils d'alinear. A continuació, es descriuen els sistemes més habituals que poden trobar-se a la literatura.

Expansió o obturació parcial del feix gaussià.

És el sistema conceptualment més senzill. Es tracta d'utilitzar únicament la part central d'un feix gaussià, com podem veure a la figura 2.2 aquesta part pot resultar prou uniforme en algunes aplicacions.

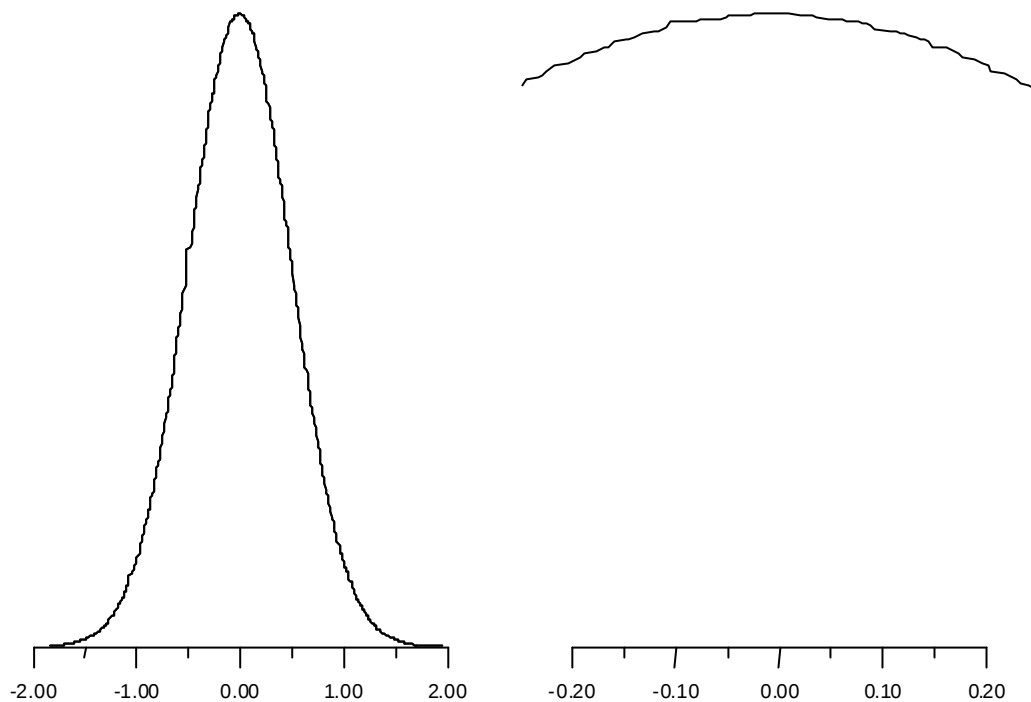


Figura 2.2.- Distribució d'intensitat d'un feix gaussià al llarg d'un diàmetre, a la esquerra, i expandit a la dreta.

Aquest és, evidentment, un sistema energèticament molt poc eficient. Si reduïm el radi a una tercera part (sent la unitat quan la intensitat cau fins a $1/e^2$ del màxim), només aprofitem el 20% de l'energia segons [Belvaux-75]. Malgrat la baixa eficiència és un sistema utilitzat en il·luminació, holografia, en utilitzar màscares..., i fins i tot en aplicacions on es requereix certa potència, tractament tèrmic [Ream-79] i tractament de vidre amb CO_2 [Allcock-95].

Sistemes absorbents.

Són sistemes on s'absorbeix la energia del feix gaussià de manera selectiva, per exemple, amb distribucions radials del coeficient d'absorció que absorbeixi més intensament al centre que a les vores fins aconseguir una distribució uniforme (figura 2.3). La seva limitació bàsica és que en ser sistemes absorbents no es poden utilitzar amb potències elevades i el seu rendiment és baix. Es poden utilitzar diferents tipus de filtres, a [Chan-98] s'utilitzen filtres multicapa d'alumini per uniformitzar la intensitat d'un feix utilitzat per fer interferogrames, a [Belvaux-75] s'aconsegueixen uniformitats del $\pm 5\%$ aprofitant el 35% de l'energia (10 cops més que expandint el feix com en

l'apartat anterior) amb filtres fotogràfics i a [Dew-92] el filtre és de Tantali i s'aconsegueixen uniformitats del $\pm 3\%$ amb el 60% de l'energia.

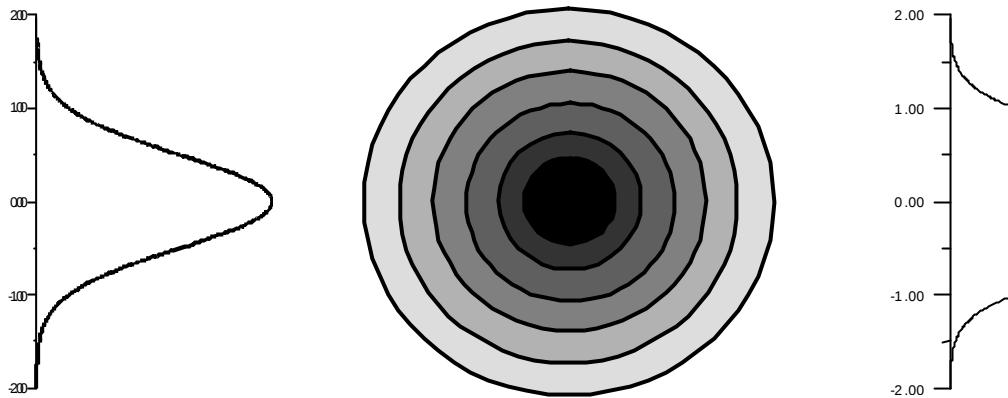


Figura 2.3.- Esquema de funcionament d'un sistema absorbent. El feix gaussià a l'esquerra passa a través del filtre (centre) i s'obté una distribució uniforme d'intensitat.

També s'han utilitzat lents absorbents, fetes amb vidres d'absorció neutre, estudiades per [Ih-72] que poden donar un feix col·limat amb el 37% de l'energia incident i que van ser millorades per [Klingsporn-76].

Sistemes asfèrics.

El desenvolupament de les tècniques de fabricació de superfícies asfèriques de qualitat amb petites màquines eina, ha propiciat la recuperació dels treballs inicials en el disseny de superfícies asfèriques tant reflectives ([Horton-72] i [Ogland-78]) com refractives ([Rhodes-80] i [Karim-87]). Aquests sistemes es basen en redistribuir la intensitat del feix incident gaussià utilitzant una o dues superfícies asfèriques (figura 2.4). En utilitzar òptica no absorbent, són sistemes que tenen un bon rendiment energètic i es poden fer servir amb potències elevades. Tant es poden dissenyar sistemes reflectius com refractius. Com a contrapartida són sistemes de fabricació difícil degut a les curvatures que presenten les superfícies i, només en els darrers anys, s'han pogut construir sistemes eficients gràcies a la precisió dels actuals controls numèrics i les puntes de diamant utilitzats en la fabricació (a [Henning-97] trobem un muntatge amb una eficiència del 98%). Com que la majoria de sistemes homogeneïtzadors, són dissenyats a mida per a un determinat feix incident i una determinada distribució final,

només alguns sistemes afocals podrien ser exportats d'un sistema d'irradiació a un altre amb les mínimes adaptacions.

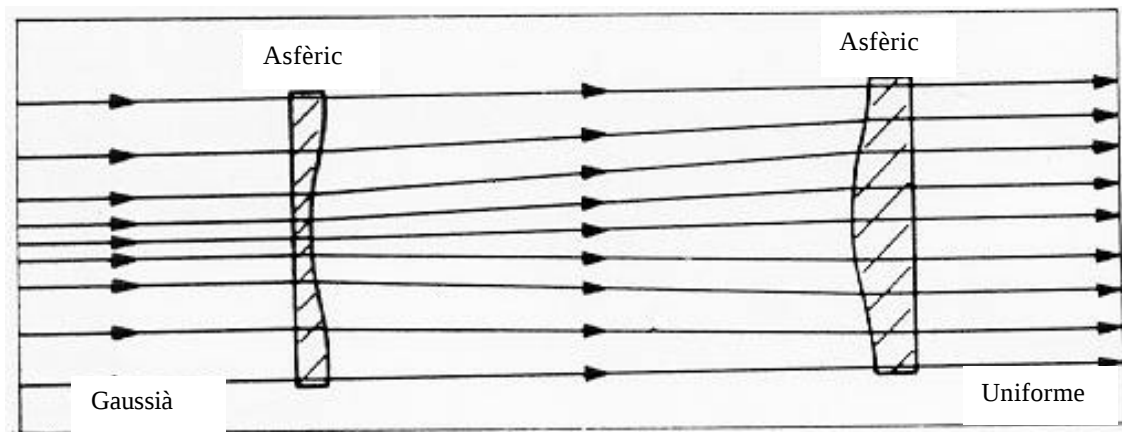


Figura 2.4.- Esquema de funcionament d'un sistema asfèric. [Shafer-82]

En els sistemes refractius les darreres aportacions les han fet [Romero-96] dissenyant una lent que dona una distribució uniforme al pla focal, [Kasinski-97] fabricant un parell de superfícies asfèriques que aconseguixen uniformitzar un feix de Nd:YAG en un diàmetre de 6mm amb una uniformitat de $\pm 20\%$, [Siu-98] ampliant el problema i dissenyant una lent asfèrica amb un recobriment anular per un làser de Nd:Vidre que uniformitza la intensitat i la fase del feix, i [Evans-98] dissenyant una superfície asfèrica que proporciona una distribució uniforme sobre una superfície esfèrica per una longitud d'ona de 441.57 nm.

En els sistemes reflectius trobem aportacions darrerament en el disseny de miralls sense simetria de rotació ([Malyak-92]) i miralls deformables ([Nemoto-96]) o fixos ([Nemoto-97]) per obtenir distribucions uniformes amb una forma quadrada. Caldria destacar els treballs de [Nemoto-97,2] que aconseguix fer un sistema automàtic retroalimentat per controlar la fase i la distribució d'intensitat.

Sistemes basats en l'aberració esfèrica.

Aquests sistemes aprofiten l'aberració esfèrica de les lents del sistema òptic per redistribuir la intensitat del feix gaussià incident. Són sistemes vàlids per alta potència i fins i tot, si s'aprofiten lents comercials poden ser molt econòmics.

Aquests sistemes estan basats en els estudis de [Shafer-82] que modifiquen un sistema afocal amb lents asfèriques i les substitueixen per doblats afocals. Així aconseguix un sistema afocal per un làser d'He-Ne que sobre el 63% (1/e) de l'energia aconseguix una uniformitat de $\pm 2\%$. Posteriorment [Pu-98] i [Pu-98,2] estudia el paper de l'aberració esfèrica en focalitzar un feix làser i obté distribucions uniformes al pla focal de lents amb aberració esfèrica negativa. Finalment, destacar el treball de [De Von-98] on s'amplia l'estudi de [Shafer-82] a un diàmetre de $1/e^2$ (86.5% de l'energia) i aconseguix un sistema afocal per un làser d'He-Ne aprofitant l'aberració esfèrica de lents comercials.

Sistemes amb lents GRIN.

Les lents amb gradient d'índex de refracció són utilitzades per controlar l'aberració esfèrica en lents amb curvatura esfèrica. Aquest sistema pot resultar més eficaç que utilitzar geometries asfèriques difícils de fabricar. També poden ser utilitzades per obtenir distribucions uniformes a partir de feixos gaussians.

Podem trobar un exemple a [Wang-93] on es construeixen dos sistemes afocals (amb expansió i sense) amb dues lents GRIN per obtenir un feix amb intensitat i fase uniforme. S'aconsegueixen uniformitats de $\pm 10\%$ en feixos de fins a 16mm de diàmetre.

Sistemes difractius.

Són sistemes en els que el feix làser es fa passar per algun element que el difracta i fruit d'aquesta difracció s'obté una distribució d'intensitats més uniforme (figura 2.5). Els sistemes difractius s'han desenvolupat molt en els darrers anys gràcies a dos factors: la capacitat de computació necessària per resoldre els nous algorismes de disseny, tant en aproximació geomètrica com en teoria rigorosa de difracció, i el desenvolupament de tècniques de fabricació amb la resolució i precisió necessàries per fabricar els elements difractius. Les tècniques 'clàssiques' com la fotolitografia i l'atac químic controlat (*etching*) s'han complementat i millorat amb les noves tècniques com l'ablació amb làser o la micromecanització que han permès arribar a tractar metalls molt durs i fins i tot el diamant. Dins dels sistemes difractius hi trobem els hologrames, les xarxes de difracció, els elements òptics difractius tant generats físicament (per reflexió o transmissió) com implementats en moduladors espacials de llum basats en LCD... El gran avantatge d'aquests elements és que són elements plans que poden substituir a

diversos elements alhora, i per tant evitar pèrdues en el sistema òptic. De tots aquests elements només són interessants per nosaltres aquells que es poden implementar per làsers de CO₂ d'alta potència, però farem referència a d'altres tècniques per veure'n l'evolució i les possibilitats.

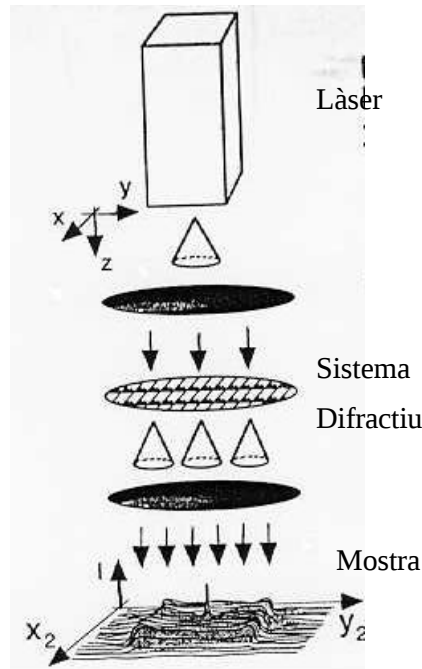


Figura 2.5.- Esquema de funcionament d'un sistema

difractiu. [Singer-96]

Els primers treballs en aquest camp intentaven transformar un feix gaussià en una distribució uniforme amb aproximació geomètrica i amb dos nivells de fase, per uniformitzar en una sola dimensió ([Lee-81], [Veldkamp-82]), o en un pla ([Veldkamp-82,2], [Han-83], [Roberts-89]). Els nivells d'uniformitat eren acceptables però l'eficiència pobre. L'eficiència dels sistemes difractius depèn del nombre de nivells amb que s'aproximi el perfil ideal. Si augmenta el nombre de nivells, el perfil s'assembla més al perfil continu i l'eficiència millora. Així per exemple, si una lent de Fresnel amb un perfil continu ideal té una eficiència del 100%, en aproximar-la amb dos nivells l'eficiència teòrica màxima baixa al 40.5%, amb quatre nivells augmenta fins al 81%, amb vuit nivells al 95% i amb setze nivells al 99% ([Swanson-89]). Si tenim en compte que per un sistema d'alta potència amb làsers d'infraroig cal una eficiència elevada (>90%) i donat que els sistemes reals tenen eficiències per sota de les teòriques, els elements difractius dissenyats per aquests sistemes hauran de comptar al menys amb setze nivells.

Els sistemes difractius generen una distribució desitjada d'intensitats i/o fase en un pla donat a partir d'un feix incident. Direm que és un sistema homogeneïtzador si dissenyem el sistema difractiu per produir una distribució d'intensitats uniforme sobre el pla de la mostra. La distribució d'intensitats del feix incident és un factor crític en el disseny del sistema i un petit canvi en la divergència o el tamany canvia la posició, el tamany, la uniformitat de la distribució obtinguda i l'eficiència del sistema ([Duparré-95]). Per això és important conèixer el feix incident amb molta precisió ([Bengtsson-96]).

Des del punt de vista del disseny, s'han fet moltes aportacions en els darrers anys. Tant comparant diferents aproximacions ([Kuittinen-97]), com diferents algorismes per desenvolupar-les ([Tan-95]). S'ha intentat trobar solucions analítiques als diferents dissenys amb èxit ([Dresel-96]) o demostrant que només són possibles solucions optimitzades en alguns casos ([Cong-98]). S'ha proposat optimitzar els nivells en funció de la zona de l'element difractiu que es tracti ([Danziger-96]) o introduir-hi singularitats ([Churin-99]) per facilitar la fabricació i millorar les distribucions resultants.

Des del punt de vista tecnològic s'ha estudiat amb detall la influència dels errors de fabricació ([Singer-96]) i s'han proposat tècniques mixtes (litografia més ablació làser, [Flury-99]).

Entre les aplicacions que han generat més investigació hi ha la fusió nuclear amb confinament inercial. Per confinar el plasma s'utilitzen potents làsers multimode que cal que donin distribucions uniformes. Les primeres aportacions les trobem a [Kato-84] on s'uniformitza amb una placa aleatòria de fase binària. Més tard [Dixit-93] i [Dixit-94] millora l'eficiència i el tractament matemàtic.

En l'apartat següent veurem com les matrius de microlents s'utilitzen per uniformitzar les distribucions d'intensitat. Aquestes matrius també poden ser de microlents difractives, tant binàries ([Stevenson-94], [Bett-95]) com fins a setze nivells ([Wang-98]).

Per a les aplicacions industrials d'alta potència cal que els elements difractius compleixin certs requisits. Per tenir una eficiència suficient no poden ser xarxes d'amplitud, sinó que ho han de ser de fase. Per poder concentrar la majoria de l'energia en un dels ordres de difracció es dissenyen com a xarxes de brillantor¹ treballant en reflexió. Per evitar l'escalfament excessiu i la possibilitat de deteriorament a altes temperatures, els materials amb que estan fetes han de ser bons conductors tèrmics, tenir baixa expansió tèrmica i estar recoberts per capes antireflectants. En els darrers anys

¹ de l'anglès *blazed grating*.

Capítol 2.

s'ha aconseguit complir aquestes condicions per poder utilitzar els sistemes difractius amb feixos làser d'alta potència ([Hutfless-94]). A [Dickey-96] s'assoleixen uniformitats de $\pm 10\%$ amb un sistema refractiu fabricat en ZnSe amb 16 nivells partint d'un feix gaussià. [Haupt-97] utilitza la tecnologia del silici per gravar sobre una oblea de Si un element difractiu de vuit nivells amb una eficiència del 88%. El disseny proporciona una distribució d'intensitats no uniforme, però optimitzada per aconseguir distribucions de temperatura uniformes quan s'escombra amb ella a una velocitat adequada. El sistema està refrigerat i pot suportar fins a $2\text{kW}/\text{cm}^2$. Malgrat el grau d'optimització utilitza el 20% més d'energia per fer la mateixa transformació (enduriment) que amb un mirall facetat. [Chen-97] dissenya un sistema per un làser multimode insensible a les variacions del feix incident, que aconsegueix una taca de $12\text{mm} \times 2\text{mm}$ amb una eficiència del 96.5% (16 nivells). [Golub-99] dissenya recobriments per òptica de potència tenint en compte la curvatura i prestacions d'aquests elements. [Konov-99] aconsegueix micromecanitzar diamant amb ablació làser i generar elements difractius de transmissió per uniformitzar les distribucions de làsers CO_2 d'alta potència. Aconsegueix una taca de $4\text{mm} \times 4\text{mm}$ uniforme amb una eficiència del 78% amb només 4 nivells.

Una alternativa al tractament del feix làser proposada per [Leger-94] és substituir els miralls de la cavitat làser amb miralls difractius que facin que el mode principal d'oscil·lació dintre de la cavitat sigui aquell amb la distribució d'intensitats desitjada. Així el feix no ha de ser tractat ja que el làser emet un feix amb la distribució d'intensitats necessària per l'aplicació. Per aconseguir això cal verificar primer que amb aquests miralls la cavitat serà alineable i dissenyar-la de manera que les pèrdues del mode de segon ordre siguin prou elevades i només s'emeti el mode fonamental. A [Leger-94] es mostra una cavitat que emet un feix amb uniformitat $\pm 1.5\%$ en una taca $1\text{mm} \times 1\text{mm}$, els miralls tenen una eficiència del 98% amb 16 nivells. A [Barton-98] es descriuen algorismes per dissenyar els miralls i a [Zeitner-99] es comparen els sistemes de miralls difractius intracavitat i miralls difractius exteriors i s'arriba a la conclusió que els miralls difractius intracavitat aporten major eficiència i qualitat en la distribució d'intensitat final.

2.1.2.- Integració.

Els sistemes integradors són aquells en els que la uniformització de la distribució d'intensitats es produeix per superposició de diferents parts del feix. El feix es segmentat en trossets que en ser superposats un altre cop, tots en un mateix punt de l'espai, donen una distribució uniforme d'intensitat. Si sumem moltes contribucions, els diferents trossets del feix, que no tenen relació entre elles (la distribució d'intensitat

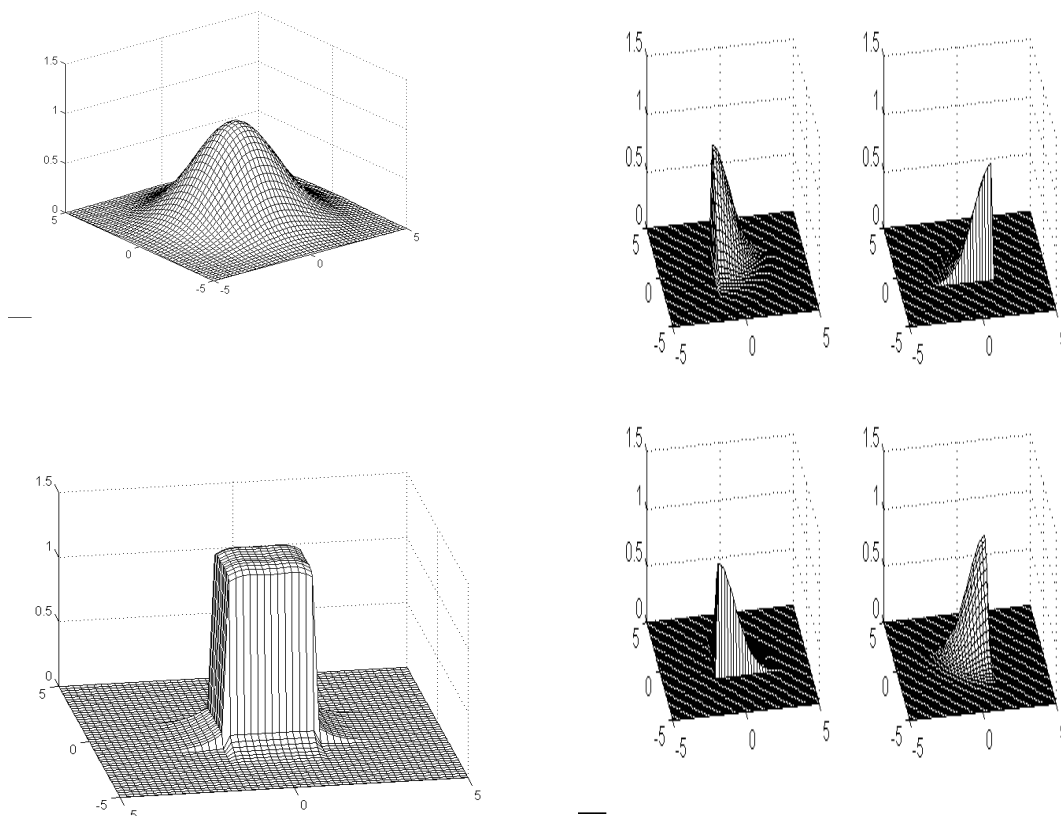


Figura 2.6.- Esquema de funcionament d'un sistema integrador. El feix inicial (gaussià en aquest cas, a dalt a l'esquerra) es divideix en trossets (quatre en aquest cas, a la dreta) i es sumen en el mateix lloc. El resultat és una distribució molt més uniforme (a baix a l'esquerra).

dins de cada trosset és independent una de l'altre), la suma resultarà uniforme. A la figura 2.6 es mostra un exemple en el que un feix gaussià TEM00 es divideix en quatre

Capítol 2.

parts que posteriorment es superposen en un mateix pla. La suma de les intensitats dóna lloc a una distribució uniforme.

Aquests sistemes poden funcionar amb qualsevol feix incident, d'ordre baix (TEM00 o TEM01^{*}) o d'ordre alt (multimode), en general, si l'ordre és baix, el sistema pot ser simplificat i amb pocs 'sumands' n'hi ha prou per obtenir bones uniformitats, mentre que si l'ordre és alt caldrà dividir el feix en molts trossets per uniformitzar la distribució d'intensitats. En contraposició als homogeneïtzadors, acostumen a ser sistemes fàcils d'alinear i funcionen bé per a potències elevades. Podem trobar sistemes integradors comercials per a qualsevol tipus de làser.

El fet de segmentar el feix i fer-ne una superposició coherent pot comportar dos problemes importants, interferències i difracció, que fan que la distribució d'intensitats uniforme estigui modulada per aquests fenòmens. Aquests problemes s'agreugen en treballar amb un làser de CO₂ pel fet que la periodicitat de les interferències depèn de la longitud d'ona i en ser molt gran per aquests làsers, la separació entre màxims i mínims d'interferència serà gran. Si això és important per a l'aplicació (com en el nostre cas on la conductivitat tèrmica del vidre és petita) caldrà dissenyar alguna estratègia per evitar aquests efectes.

A continuació descriurem els tres mètodes d'integració de feixos làser que existeixen.

Sistemes amb matrius de microlents.

En aquests sistemes el feix incident és dividit en passar per una matriu de microlents i després recombinat amb una lent o una altre matriu de microlents (figura 2.7).

Fins avui aquests sistemes encara no s'han pogut adaptar a l'òptica necessària per un làser de CO₂, però existeixen sistemes comercials per a la majoria de la resta de làsers (Nd:YAG, excímer...). Podem trobar sistemes tant esfèrics com cilíndrics i sistemes versàtils (amb dues matrius) en que es poden canviar les dimensions finals de la distribució d'intensitat sobre la mostra. Són sistemes molt utilitzats en el visible i ultraviolat on aconsegueixen rendiments fins al 95%.

A la literatura trobem diferents sistemes, com el de [Deng-86] que dissenya una matriu de 100 lents per a un làser d'He-Ne on intenta evitar les modulacions de baixa freqüència espacial produïdes per la difracció, però no pot evitar les interferències. A [Ozaki-89] es dissenya un sistema cilíndric per un làser excímer de KrF i s'aconsegueix una eficiència del 82%. Finalment a [Ji-95] es construeix un sistema de microlents còniques en ambdues cares d'una placa de vidre, que il·luminada amb llum incoherent aconsegueix uniformitzar la distribució fins a un $\pm 11\%$ amb una eficiència del 53%. Aquests sistemes són força utilitzats amb làsers d'excímer, ja que aquests emeten feixos pràcticament incoherents i per tant no generen interferències en la distribució final.

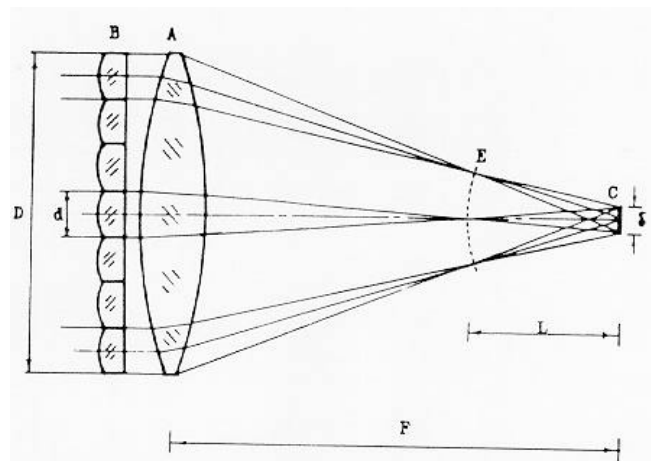


Figura 2.7.- Esquema de funcionament d'una matriu de microlents.[Deng-86]

Sistemes amb calidoscopis.

S'utilitzen per a uniformitzar distribucions d'intensitat des d'abans de l'aparició del làser. En aquests sistemes es fa passar un feix divergent per un calidoscopi (guia quadrada o rectangular), les múltiples reflexions a les cares interiors del calidoscopi fan que a la sortida es produeixi una superposició dels diferents feixos i s'obtingui una distribució uniforme (figura 2.8).

Aquests sistemes produeixen distribucions d'intensitat molt uniformes. La màxima uniformitat es produeix al pla de sortida de la guia i per això moltes vegades cal un sistema òptic per projectar aquesta distribució sobre la mostra. Aquest sistema cal que sigui dissenyat amb molta cura, ha de tenir en compte que la propagació serà coherent i que el feix a la sortida té aproximadament la mateixa divergència que a

l'entrada. Aquests sistemes són molt utilitzats per altes potències ja que són fàcilment refrigerables.

Un dels factors clau per dissenyar una guia són les pèrdues d'energia degudes a les múltiples reflexions. Si el feix és multimode i necessita moltes reflexions per ser uniformitzat, cal arribar a un compromís entre el nivell d'uniformització de la distribució d'intensitat i el rendiment energètic. Aquest sistema en superposar parts d'un mateix front d'ona produeix interferències, però en no tallar el feix la influència de la difracció és petita.

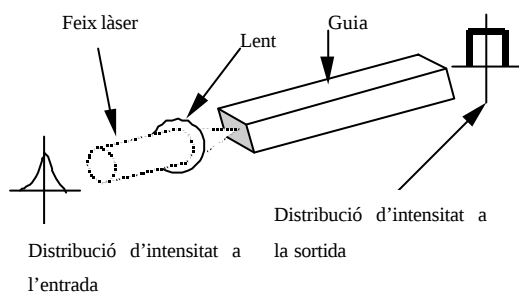


Figura 2.8.- Esquema de muntatge d'una guia integradora.

A la literatura trobem mecanismes per evitar les interferències a casi totes les referències. A [Cullis-79] malgrat utilitzar un làser poc coherent, la distribució uniforme obtinguda presenta un motejat que s'evita fent la cara d'entrada a la guia difusora. Aquest sistema, utilitzat per un làser de rubí, és poc eficient (pèrdues del 40%) però

aconsegueix uniformitats de $\pm 10\%$ sobre una distribució de 6mm de diàmetre. Posteriorment [Grojean-80], obté eficiències del 86% amb fluctuacions del 8% amb un làser de 2kW de CO₂ i una guia de coure. Una modificació d'aquests sistemes la trobem a [Latta-84] on només es 'pleguen' les vores de la distribució d'un làser excímer amb una guia cònica, s'aconsegueixen uniformitats de $\pm 1.5\%$ sobre el 75% de l'energia. Un estudi detallat del comportament de les guies per un làser de He-Ne el trobem a [Geary-88] on es simulen diferents modes (TEM₀₀, TEM₀₁^{*}) i s'utilitza un sistema òptic per projectar la imatge del pla de sortida de la guia. Obté uniformitats amb desviacions menors del 10% a la sortida de la guia i menors del 15% al pla imatge, però no es capaç de simular els efectes interferencials encara que apunta que no són tant regulars com en un mirall facetat i que són més importants si s'utilitza un làser de CO₂.

També [Iwasaki-90] fa un estudi detallat, ja en tres dimensions, del comportament de les guies en el visible, per làsers de rubí, argó i He-Ne (utilitzats en aplicacions mèdiques). Obté uniformitats amb desviacions al voltant del 10% i fa un

estudi interessant d'optimització de la longitud de la guia en funció de les pèrdues per reflexió i el nivell d'uniformitat.

Sistemes multifacetats.

Aquests sistemes, tant refractius com reflectius, estan formats per un element òptic (lent o mirall) que té una cara facetada. Una superfície facetada és una superfície formada per petits plans tangents (facetes) a la superfície nominal. Així, al pla focal, la llum no convergeix en un punt, sinó en un pla del tamany de les facetes (figura 2.9).

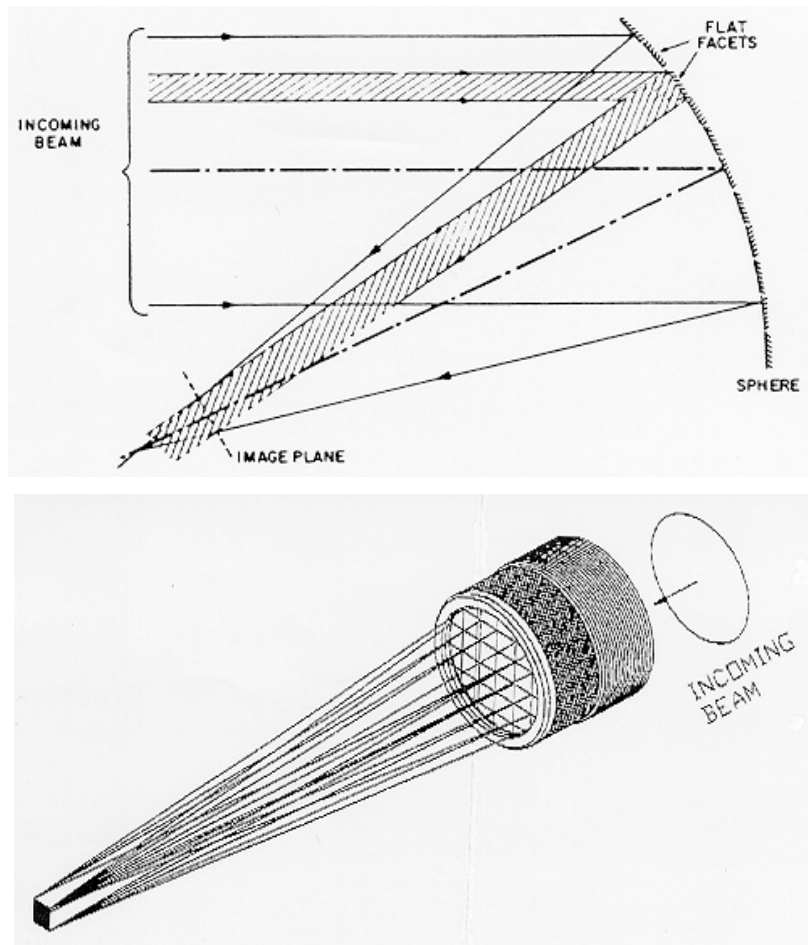


Figura 2.9.- Esquema de funcionament de sistemes facetats. A dalt un sistema reflectiu [Dagenais-85] i a baix un sistema refractiu (Laser Power Optics).

Amb els sistemes multifacetats s'obté una bona uniformitat a les distribucions d'intensitat resultants i una bona eficiència energètica (als miralls hi ha una sola reflexió). Si els feixos són d'ordre baix es pot obtenir una bona integració amb poques facetes, però si són complexos o variables en calen força. Si es volen utilitzar per a alta potència existeix la possibilitat d'utilitzar refrigeració en alguns casos.

Com tots els sistemes integradors presenten problemes d'interferències i en aquest cas, també problemes de difracció (ja que el feix inicial es trenca a cada faceta per vores abruptes). Si hi ha moltes facetes poden resultar difícils d'alinear i apareixen problemes en la distribució final. El nombre de facetes també influeix en el patró interferencial. Si el nombre de facetes augmenta, també ho fa la finesa del patró. Aquests sistemes no acostumen a ser gaire versàtils i tenen restriccions fortes de funcionament (angles d'incidència...). La zona entre les facetes és difícil de netejar i això provoca absorció i limita el temps de vida útil. Tampoc són sistemes econòmics.

Els sistemes refractius acostumen a ser sistemes òptics senzills. A [Lacombat-80] trobem dos biprismes creuats utilitzats per uniformitzar un feix d'un làser excímer amb una fluctuació de $\pm 3\%$ en la distribució d'intensitat final. Per evitar les interferències proposa modular la fase d'algun subfeix o intercalar retardadors $\lambda/2$ per posar la polarització dels subfeixos que interfereixen perpendicular. Un sistema similar el trobem a [Kawamura-83], s'utilitza un prisma de quatre superfícies amb un làser d'He-Ne, s'obté una eficiència del 94% i una uniformitat amb desviacions de $\pm 3\%$ incloent la difracció però sense tenir en compte el patró interferencial que apareix amb una interfranja de $6\mu\text{m}$. A [Lü-98] trobem una altra configuració del sistema, dues lents segmentades cilíndriques i creuades, que fan una distribució variable de tamany i plena d'interferències d'interfranja molt petita degut a l'ús d'un làser d'He-Ne.

Els sistemes reflectius (miralls facetats) ja varen ser estudiats pel nostre grup a [Armengol-95] i fins i tot hem innovat en aquest camp amb un sistema nou descrit a [Armengol-97], utilitzat per la realització d'aquest treball i descrit amb detall en aquest mateix capítol. A la literatura podem trobar diverses contribucions, com la de [Ream-79] on realitza miralls facetats monolítics de fins a 164 facetes, aquests miralls són convexos amb el fi de limitar l'efecte de la difracció. A [Dagenais-85] trobem un estudi detallat de les interferències produïdes i tots els efectes associats, patrons de moiré i caigudes d'intensitat suaus a les vores, deguts a errors en l'angle i posició de les facetes. Aconsegueix minimitzar l'efecte de les interferències utilitzant un feix poc coherent i obté uniformitats amb desviacions de $\pm 10\%$. També introdueix nous dissenys amb facetes esfèriques intentant minimitzar la difracció. També [Dickey-88] fa un estudi

detallat d'un mirall de 7x7 facetes intentant minimitzar la difracció i estudia les aberracions associades. Un treball molt complert el trobem a [Henning-94] on es comparen diferents tipus de làsers (CO₂ monomode i multimode, Nd:YAG, He-Ne, excímer) i s'eliminen les interferències amb una placa de fase. A [Henning-96] s'estudia amb detall el sistema amb un làser d'excímer i es fa un estudi en funció de la longitud de coherència. A [Henning-97] s'introdueix un mirall rotatori que modula la fase aleatòriament per evitar les interferències quan es fa servir un feix làser de CO₂. Finalment, trobem els treballs de [Li-86] on es comparen diferents dissenys de sistemes de quatre facetes per transformar un feix gaussià en uniforme. S'intenta escollir un disseny en el que la difracció sigui mínima i és important destacar que en aquest treball s'introdueix com a paràmetre en el disseny la distribució de temperatura desitjada a la mostra i no només la uniformitat en la distribució d'intensitats. Per minimitzar les interferències provoca un angle gran entre els feixos amb el que la interfranja resulta molt petita, i això és suficient per a la seva aplicació, trempat superficial d'acers amb làser de CO₂. A [Merlin-90] s'amplia l'estudi experimentalment amb un mirall de només dues facetes obtenint un feix uniforme en una direcció i gaussià en la direcció perpendicular. Més tard, a [Li-98,2] es dissenya un mirall de quatre facetes en el que el tamany de la distribució d'intensitats a la mostra és variable (quadrada o rectangular). I finalment a [Li-98], es fa un muntatge adaptatiu basat en el de [Merlin-90]. En aquest sistema adaptatiu, es té en compte la distribució de temperatura a la mostra per modificar la distribució d'intensitats en temps real.

Cal distingir entre obtenir una distribució d'intensitats uniforme i obtenir una distribució de temperatures uniforme sobre la superfície de la mostra en una determinada aplicació. Si la irradiació és estàtica la relació és directe, però si el feix làser escombra la mostra no cal fer una distribució d'intensitats uniforme per obtenir una distribució de temperatura uniforme. En escombrar es produeix una integració de la intensitat en la direcció d'avanç que fa que la distribució d'intensitats en aquesta direcció no sigui molt important. El resultat final és que amb una distribució d'intensitats no uniforme, es pot aconseguir que l'energia dipositada a cada punt de la mostra sigui la mateixa. En aquests casos intervenen altres factors com la velocitat d'escombrada, la dimensió del feix en la direcció d'avanç...i la dinàmica de la irradiació pren més importància. Ja hem vist alguns sistemes en que la integració es produeix només si escombrem sobre la mostra. Hi ha estudis també de distribucions

Capítol 2.

modulables per aconseguir distribucions de temperatura diferent segons els paràmetres d'irradiació ([Li-93]) i d'altres on s'avalua com d'uniforme cal que sigui la distribució d'intensitats per assolir una distribució de temperatures uniforme ([Kaplan-97]).

Com a resum d'aquest apartat (Taula 2.1) podem concloure que la uniformització de feixos làser de CO₂ d'alta potència amb un bon rendiment és possible a la actualitat amb:

1.- Sistemes homogeneïtzadors òptics (asfèrics i basats en l'aberració esfèrica) i difractius. En general ambdós mètodes requereixen tècniques de fabricació complexes i cares que limiten l'aplicació a feixos amb una distribució d'intensitat gaussiana. La qualitat de la uniformització de la distribució d'intensitats que s'obté depèn força de la parametrització precisa del feix incident.

2.- Sistemes integradors basats en miralls facetats o calidoscopis. Els miralls facetats ofereixen un bon rendiment energètic però resulten difícils de fabricar i cars. Els calidoscopis en canvi, són senzills de fabricar però el rendiment energètic és menor. En tots dos casos la distribució d'intensitat del feix incident és irrellevant i, si el feix és coherent apareix un patró interferencial que modula la distribució d'intensitats final.

Taula 2.1.- Resum de les característiques dels sistemes d'uniformització de feixos làser.

	Sistemes homogeneïtzadors	Sistemes integradors
Feix incident	Gaussià	Qualsevol
Problemes	Sistemes de fabricació cars i complexos Difícil per alta potència	Mirall facetat: fabricació difícil, bon rendiment Calidoscopi: fabricació senzilla, baix rendiment Interferències
Aplicacions	Científiques	Industrials (comercials)

2.2.- Modelització teòrica de les tècniques d'integració.

Abans de realitzar els experiments d'irradiació làser hem intentat simular els processos que hi tenen lloc per tal de conèixer quins són els paràmetres crítics i preveure els problemes que poden sortir. En aquest apartat procedirem a mostrar les simulacions fetes de les distribucions d'intensitat dels feixos que utilitzarem al projecte. També mostrarem simulacions de les irradiacions sobre la mostra en el cas que aquesta es produeixi dinàmicament (amb desplaçament, gir, o desplaçament i gir). Aquestes simulacions s'han fet tenint en compte tant la distribució d'intensitats inicial del feix com la seva fase, si no és així ho indicarem explícitament. Això ens permet simular els patrons d'intensitat resultants i, en algun cas també la difracció produïda.

Trobar un programa informàtic comercial de simulació òptica que inclogui propagació coherent de feixos és difícil. Hem disposat del Solstis, paquet comercial que inclou propagació coherent i que funciona amb certes limitacions si intentem introduir-hi tècniques d'integració de feixos làser com els miralls facetats o els calidoscopis. Altres simulacions que s'han realitzat amb un paquet de programació, Matlab, solucionaran parcialment els problemes trobats amb el Solstis.

Per l'elaboració d'aquest treball hem disposat de dos làsers de CO₂. Un emet un feix amb una potència màxima de sortida de 100W i amb una distribució d'intensitats gaussiana. L'altre de potència màxima sortida de 1700W emet un feix amb una distribució d'intensitats corresponent a un mode TEM₀₁*. Per fer les simulacions hem suposat els feixos incidents com a ones planes amb la distribució d'intensitats corresponent a cada mode. La distribució d'intensitats per un feix gaussià (TEM₀₀) l'hem simulat amb l'equació (en coordenades cartesianes):

$$I(x, y) = I_0 e^{-\left(2 \frac{(x-a)^2 + (y-b)^2}{r_0^2}\right)} \quad Eq. - 2.1$$

on a i b corresponen a la posició del centre de masses de la distribució i r_0 caracteritza la dimensió transversal del feix (pres com el radi per al que la intensitat màxima I_0 cau fins a $I_0/e^2 \sim 13.5\%$ de I_0). Podem veure una representació del feix gaussià simulat a la figura 2.10.

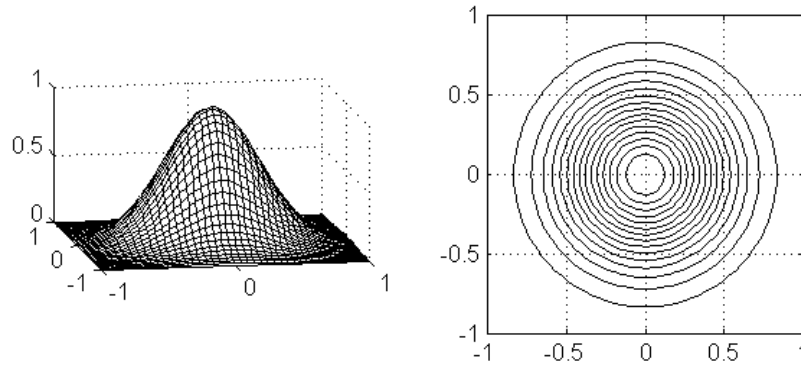


Figura 2.10.- Simulació de la distribució d'intensitats d'un feix gaussià (TEM00). A l'esquerra en 3D i a la dreta en corbes de nivell. La mida d'aquest feix és $r_0 = 0.7$ i $a=b=0$. Totes les dimensions estan normalitzades i les unitats són arbitràries.

Per simular el feix amb la distribució d'intensitats corresponent al mode TEM01* hem utilitzat l'equació (en coordenades cartesianes):

$$I(x, y) = I_0 \left[e^{-\left(2 \frac{(\sqrt{(x-a)^2 + (y-b)^2} - R)^2}{r_0^2}\right)} + e^{-\left(2 \frac{(\sqrt{(x-a)^2 + (y-b)^2} + R)^2}{r_0^2}\right)} \right]$$

Eq. – 2.2

on els paràmetres a , b i r_0 són els mateixos que amb el mode fonamental i R és el radi de la circumferència formada pels punts de màxima intensitat. En el nostre cas la relació entre R i r_0 és 3/3.25. La representació del feix simulat amb distribució d'intensitats corresponent al mode TEM01* la podem veure a la figura 2.11.

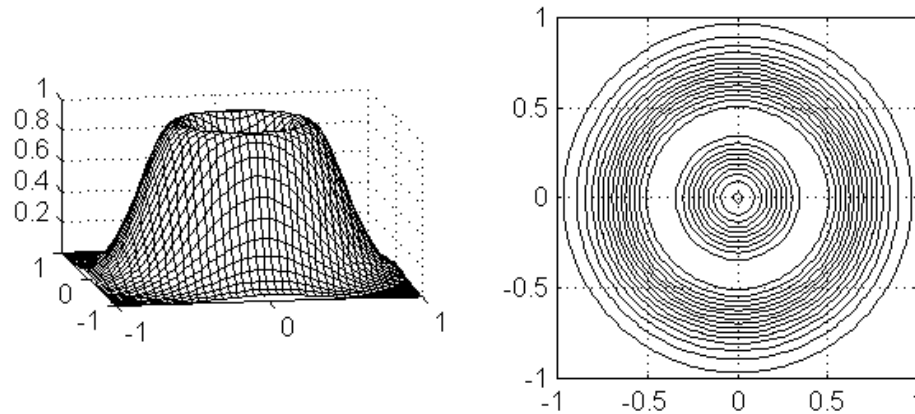


Figura 2.11.- Simulació de la distribució d'intensitat d'un feix amb una distribució corresponent a un mode TEM01^{*}. A l'esquerra en 3D i a la dreta en corbes de nivell. Els valors de la simulació són $a=b=0$, $r_0=0.46$ i $R=0.42$. Totes les dimensions estan normalitzades i les unitats són arbitràries.

Aquestes distribucions d'intensitat (TEM00 i TEM01^{*}) s'utilitzaran com a feixos incidents en tots els sistemes d'integració posteriors.

2.2.1.- Feix sense modificar escombrant una superfície.

Com hem vist a l'apartat anterior, els sistemes d'integració de feixos làser de CO₂ d'alta potència que funcionen per a un mode TEM01^{*}, són els miralls facetats i els calidoscopis. Veurem, almenys conceptualment, una altre tècnica senzilla d'integració que consisteix en escombrar sobre la superfície directament amb el feix que proporciona el làser. Seguidament veurem les distribucions d'intensitat que s'obtenen amb aquests sistemes. Inclourem a cada apartat les simulacions de les irradiacions dinàmiques que hi corresponguin.

La integració que resulta en desplaçar un feix amb una distribució d'intensitats corresponent a un mode TEM00 o TEM01* sobre una superfície pot ser simulada sense més que integrar espacialment les distribucions d'intensitat obtingudes en la direcció d'escombrat. Per a un mode TEM01* la integral de la distribució és força uniforme a la part central però presenta caigudes suaus a les vores. Aquesta distribució és força uniforme però en l'apartat dels miralls facetats veurem encara un refinament per a millorar-la. Podem veure aquest efecte a la figura 2.12.

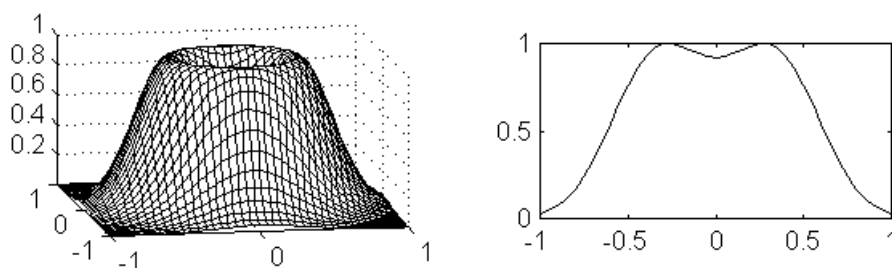


Figura 2.12.- Simulació d'una distribució TEM01* (esquerra) i el corresponent perfil d'energia dipositada després d'escombrar (dreta). Totes les dimensions estan normalitzades i les unitats són arbitràries.

Per a un mode gaussià la integral és una gaussiana, i per tant, una distribució gens uniforme. Podem veure-ho a la figura 2.13. Aquesta distribució integrada pot ser millorada si filtrem la distribució inicial. Si filtrem el feix, posant simplement un obstacle en el seu camí, o el fem reflectir sobre un mirall retallat, podem modificar la distribució d'energia dipositada resultant després d'escombrar. Per fer una distribució més uniforme, cal eliminar més energia del centre que de les vores. Per obtenir una distribució uniforme de l'energia dipositada sobre la mostra, cal filtrar la distribució amb forma gaussiana (figura 2.13). Retallar un mirall amb forma gaussiana pot resultar tècnicament difícil, però podem fer dues aproximacions senzilles, en forma circular i

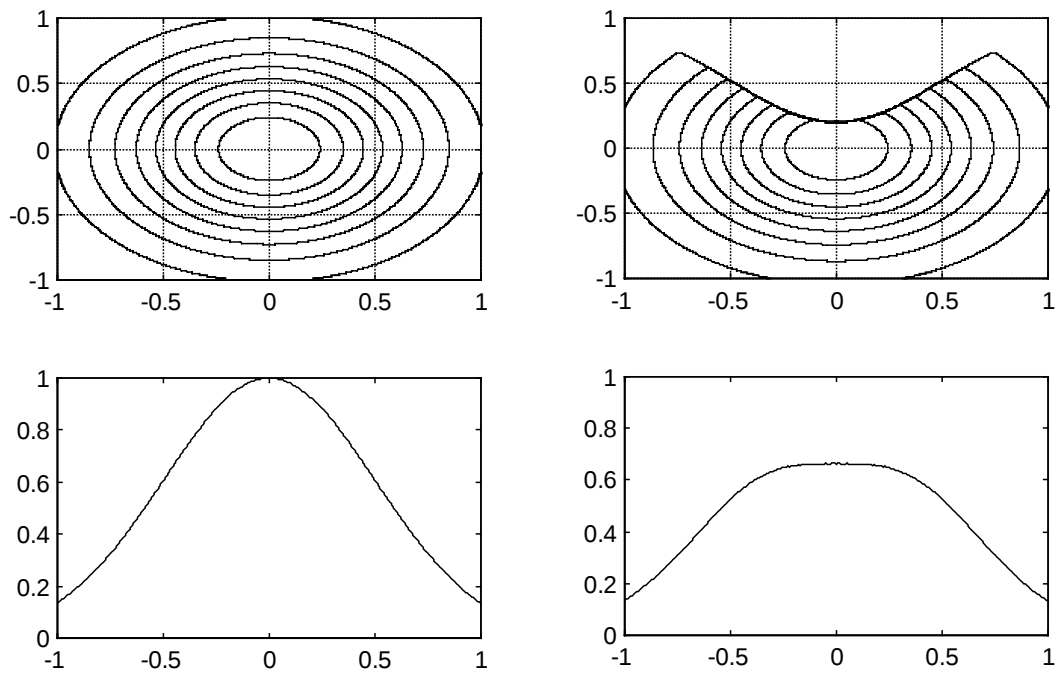


Figura 2.13.- Simulació de la distribució d'intensitats d'un feix gaussià (a dalt a l'esquerra) i la corresponent energia dipositada si escombrem amb ell (a baix a l'esquerra). A la dreta podem veure les distribucions equivalents per un feix filtrat amb una forma gaussiana. L'energia total dipositada amb el feix filtrat és el 79.7% de la del feix sense filtrar. Totes les dimensions estan normalitzades i les unitats són arbitràries.

triangular. Totes dues aproximacions són més senzilles de construir mecànicament i presenten distribucions finals sobre la mostra força bones.

Evidentment, el fet de filtrar el feix fa perdre energia, quant més ample volguem la distribució final plana més energia perdrem. Aquest fet s'agreuja si, com és el cas, es tracta d'aplicacions d'alta potència, però podem arribar a un compromís entre uniformitat i energia perduda. A la figura 2.14 es mostren les distribucions optimitzades per un feix filtrat amb una forma triangular i una de circular amb un rendiment en ambdós casos al voltant del 90%. Cal destacar que com ja hem comentat, caldria fer una optimització en funció de la distribució de temperatures induïdes en la mostra, ja que la dinàmica de la irradiació és, en els casos en que hi ha moviment, molt important.

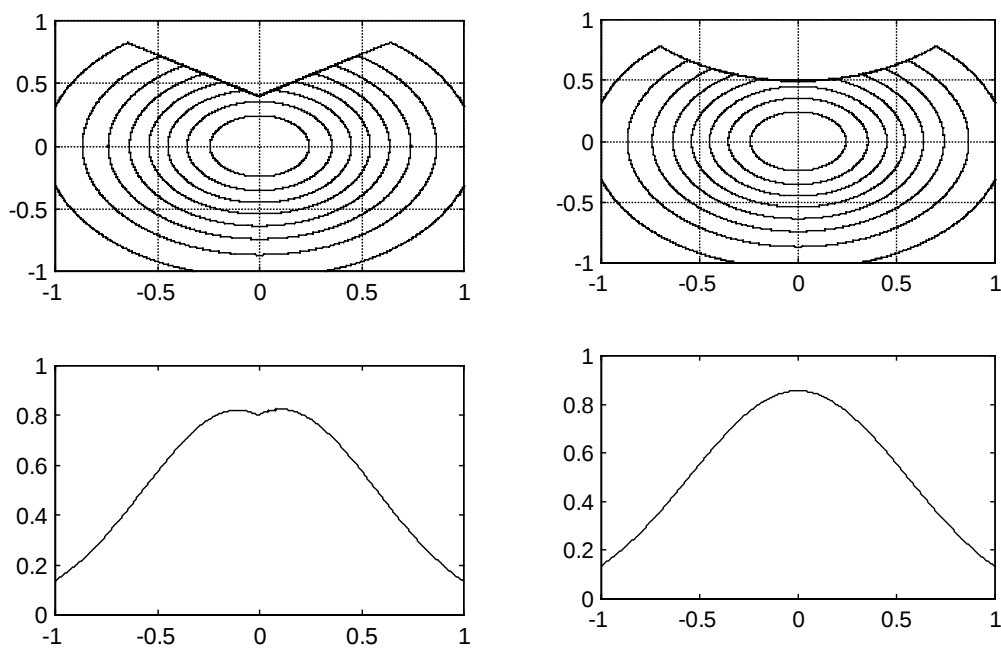


Figura 2.14.- Simulació de la distribució d'intensitats d'un feix gaussià filtrat amb una forma triangular (a dalt a l'esquerra) i la corresponent energia dipositada si escombrem amb ell (a baix a l'esquerra). A la dreta podem veure les distribucions equivalents per un feix filtrat amb una forma circular. L'energia total dipositada és el 90.6% de la del feix sense filtrar en el cas triangular i del 89.74% en el cas circular. Totes les dimensions estan normalitzades i les unitats són arbitràries.

2.2.2.- Feix obtingut amb miralls facetats.

Els miralls facetats com a integradors de feixos làser coherents varen ser estudiats amb detall en un treball previ [Armengol-95]. En aquest treball varen ser estudiades diverses configuracions de miralls facetats entre dues i 36 facetes. Les simulacions permeten obtenir les distribucions d'intensitat resultants tant si es contempla o no la coherència dels feixos. Així, en el cas de feixos coherents, el model

permet obtenir els patrons d'interferència produïts en superposar diferents parts del mateix front d'ones. Recollirem en aquest apartat les conclusions més importants per a les configuracions amb les que hem treballat, un mirall facetat de 6x6 facetes amb un feix incident gaussià i un mirall de dues facetes pel feix amb mode TEM01*.

Dels miralls facetats amb moltes facetes (per ex. 6x6) resulten distribucions uniformes d'intensitat, mentre que dels miralls de dues facetes resulten distribucions no uniformes que cal escombrar sobre la mostra per obtenir un valor uniforme de l'energia dipositada per unitat de superfície. Com podem veure a la figura 2.15, totes dues distribucions d'intensitat presenten un marcat patró interferencial. Aquest patró depèn

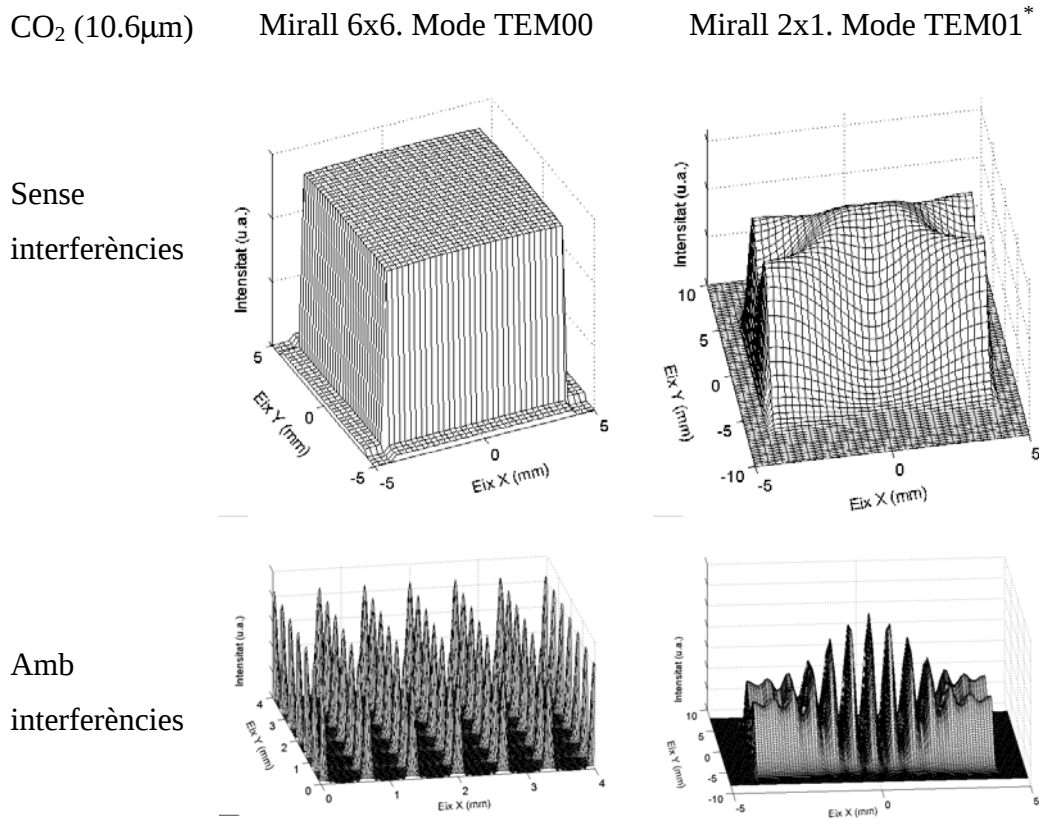


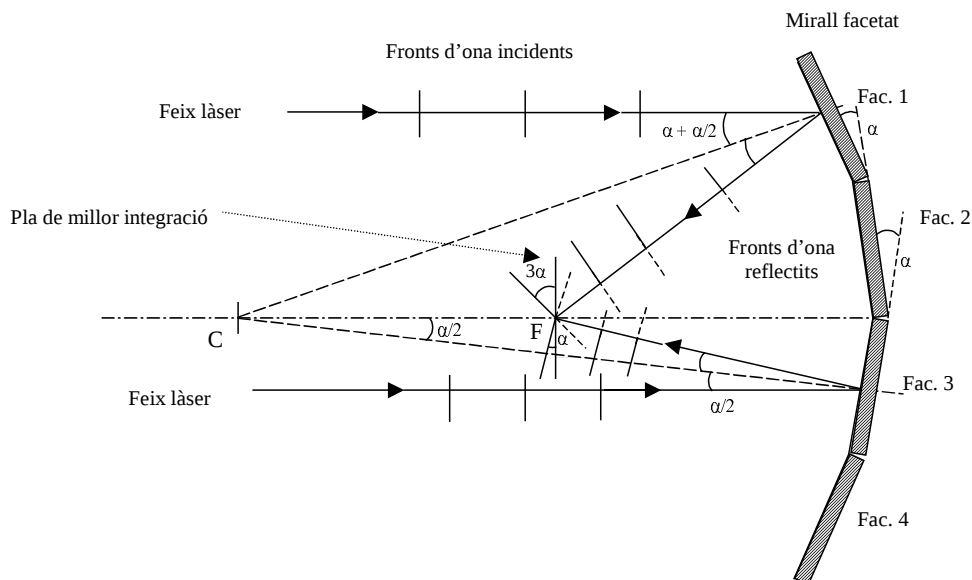
Figura 2.15.- Simulacions amb i sense interferències de les distribucions obtingudes en el pla focal amb un mirall facetat de 6x6 facetes i un de dues facetes. La mida de les facetes és en tots dos casos de 8mm i la focal del mirall de 500mm. En el cas del mirall de 6x6 amb interferències només s'ha representat ¼ de l'àrea.

de dos paràmetres: la longitud d'ona del feix làser i l'angle que formen les facetes entre elles (o els feixos que interfereixen entre ells). La relació és senzilla, si p és el període espacial de les interferències (interfranja), λ la longitud d'ona i α l'angle que formen les facetes entre elles, resulta $p = \lambda / 2\alpha$. L'angle que formen les facetes entre elles està relacionat amb la dimensió de les facetes d i la focal F del mirall, com podem comprovar a l'esquema 2.1, segons:

$$\tan\left(\frac{\alpha}{2}\right) = \frac{d}{4F} \quad i \text{ per tant}$$

$$p = \frac{\lambda}{4 \arctan\left(\frac{d}{4F}\right)} \quad Eq. - 2.3$$

Com podem comprovar a la figura 2.15, si la focal del mirall és de 500mm, les facetes tenen un tamany de 8mm i la longitud d'ona correspon a un làser de CO₂, $\lambda = 10.6\mu\text{m}$, el que ens dóna és una periodicitat de 0.66mm.



Esquema 2.1.- Esquema d'un mirall facetat de 4x4 facetes on s'aprecia la convergència dels fronts d'ona en el pla focal i el desfasament relatiu entre ells.

Aquest patró interferencial te una visibilitat¹ del 100% i un perfil sinusoidal si només intervenen dues facetes, però te una finesa més elevada a mesura que augmenta el nombre de facetes. Si la finesa augmenta, els gradients tèrmics induïts a la mostra són més grans i per tant, els paràmetres tèrmics com la conductivitat adquireixen especial rellevància. Hi ha dos errors de posicionament de les facetes que influeixen notablement sobre el patró interferencial, l'error de posició axial (piston) i l'error d'orientació angular (angles tip i tilt). Un error d'alineació entre les facetes provoca un desfasament aleatori constant entre els fronts d'ona que interfereixen i per tant, el patró interferencial és fa més desestructurat mantenint la periodicitat (figura 2.16-b). Els errors d'orientació entre les facetes provoquen dos efectes notoris. Per un costat, al pla focal del mirall els diferents feixos provinents de les diferents facetes no es sobreposaran exactament un sobre l'altre i això provocarà que la distribució final d'intensitats no tingui unes vores

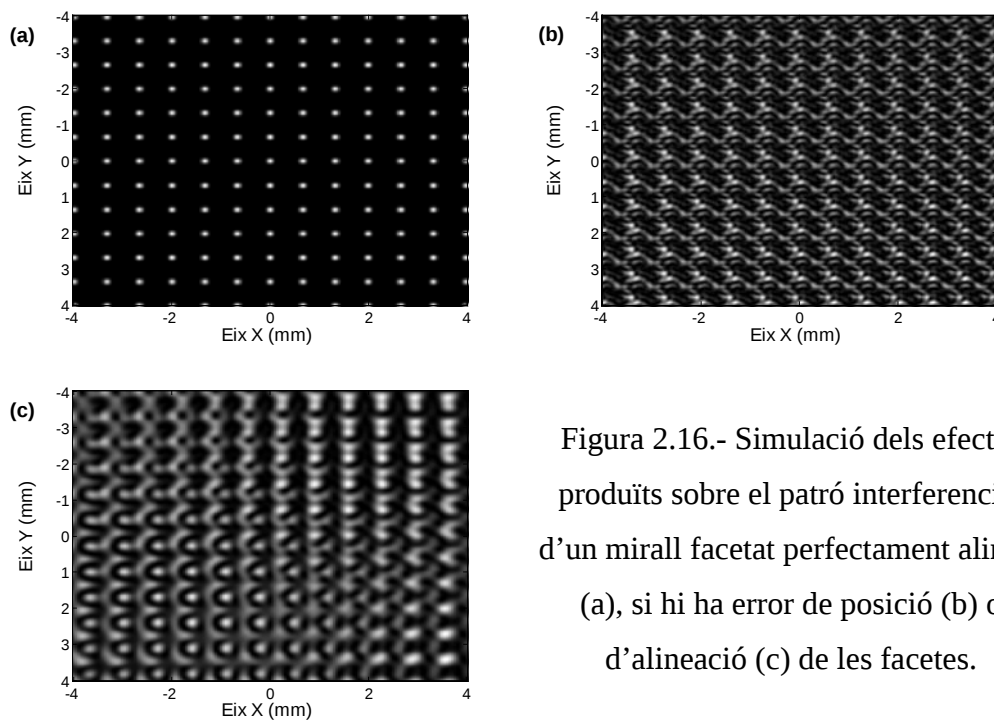


Figura 2.16.- Simulació dels efectes produïts sobre el patró interferencial d'un mirall facetat perfectament alineat (a), si hi ha error de posició (b) o d'alineació (c) de les facetes.

abruptes, sinó que la intensitat decaigui suaument fins a zero. Per un altre costat, un petit canvi en l'angle format pels feixos que interfereixen provoca una petita variació en el desfasament relatiu dels fronts d'ona. Aquesta petita diferència en l'angle entre els feixos provoca interferències entre ones amb periodicitats properes i per tant un efecte de moiré, és a dir, les interferències estan modulades per una freqüència espacial més

¹ Visibilitat = $((I_{MAX}-I_{MIN})/I_{MAX}) \times 100$

gran (figura 2.16-c). Cap d'aquests efectes afecta a la uniformitat global de la distribució, ja que, si bé canvia el patró d'interferències localment, el promig global sobre tota la distribució continua sent uniforme.

En aquestes simulacions no s'han tingut en compte els efectes de la difracció provocats per les vores dels miralls. Aquestes inhomogeneïtats són inevitables en els miralls facetats i limiten a la pràctica la uniformitat assolible. Els seus efectes són difícils de veure en un mirall de 6x6 facetes si hi ha interferències però són més evidents en un mirall de només dues facetes.

D'acord amb les simulacions, els patrons d'intensitat assolits fins ara amb miralls facetats no són gens uniformes i per tant, cal desenvolupar tècniques per limitar els efectes de les interferències. Per tal de dipositar la mateixa energia a tots els punts d'una mostra irradiada amb un feix integrat amb un mirall facetat de 6x6 facetes, es pot fer girar la mostra. L'energia dipositada en cada punt de la mostra (en funció del radi) es pot veure a la figura 2.17. Com es pot veure tampoc és una distribució uniforme, ja que en tenir el patró molta finesa, tot i girar la mostra no s'arriba a irradiar tota amb la mateixa energia. Cal destacar que al centre sempre hi hauria un punt singular ja que és un punt estàtic. Si hi ha un mínim (com en l'exemple de la figura 2.17) en aquest punt no es dipositarà energia i, si hi ha un màxim d'interferència l'energia dipositada serà

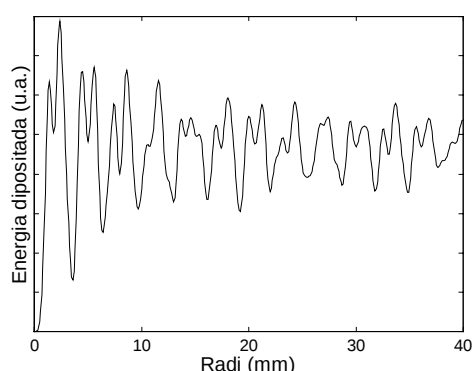


Figura 2.17.- Simulació de l'energia dipositada quan una mostra gira sota un patró interferencial creat per un mirall facetat de 6x6 facetes.

molt més gran que arreu, ja que aquest punt estarà sempre irradiat. Per simular la figura 2.17 s'ha integrat angularment (per 2π radians) la distribució d'intensitats obtinguda amb un mirall facetat de 6x6 facetes amb el centre lleugerament desplaçat per evitar una energia excessiva. El contrast disminueix amb el radi ja que quant més ens allunyem del centre més difícil es fa trobar una circumferència que travessi pocs màxims d'interferència.

El mirall de dues facetes tampoc dóna una distribució uniforme d'intensitat, sinó que, cal escombrar la distribució sobre la mostra per aconseguir dipositar la mateixa energia a cada punt de la mostra. A la figura 2.32 podem veure un esquema del muntatge amb aquest mirall i a la figura 2.18 veiem com són les distribucions d'intensitat integrades i les corresponents distribucions d'energies dipositades en escombrar les distribucions d'intensitat, tant quan no hi ha interferències com quan hi ha present un patró interferencial. En el cas que no hi hagi interferències el patró obtingut és molt uniforme i millor que el de la figura 2.12, doncs les vores tenen una caiguda més abrupta i la zona uniforme és més ampla. El mirall facetat de dues facetes permet variar fàcilment la distribució d'intensitats obtinguda, ja que és fàcil canviar

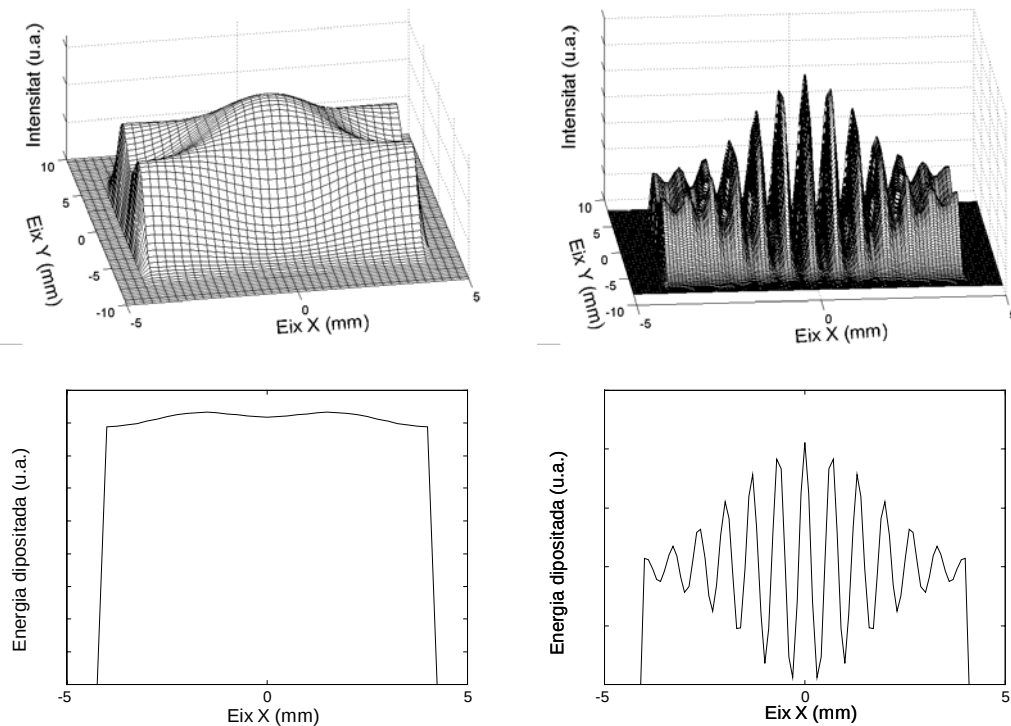


Figura 2.18.- Simulació de l'energia dipositada en escombrar la distribució d'intensitats generada per un mirall facetat de dues facetes sense (esquerra) i amb (dreta) interferències. La integració es produeix en la direcció Y.

l'angle que formen els dos miralls i canviar el nivell de solapament entre les dues meitats del feix. Podem veure aquest efecte simulat a la figura 2.19. Si el solapament és massa petit, la distribució d'energia dipositada té una depressió al centre, mentre que si és massa gran es produeix un pic al centre de la distribució. És possible però trobar un

nivell de solapament en que en escombrar la distribució d'intensitats sobre la mostra es dipositi pràcticament la mateixa quantitat d'energia a tots els punts.

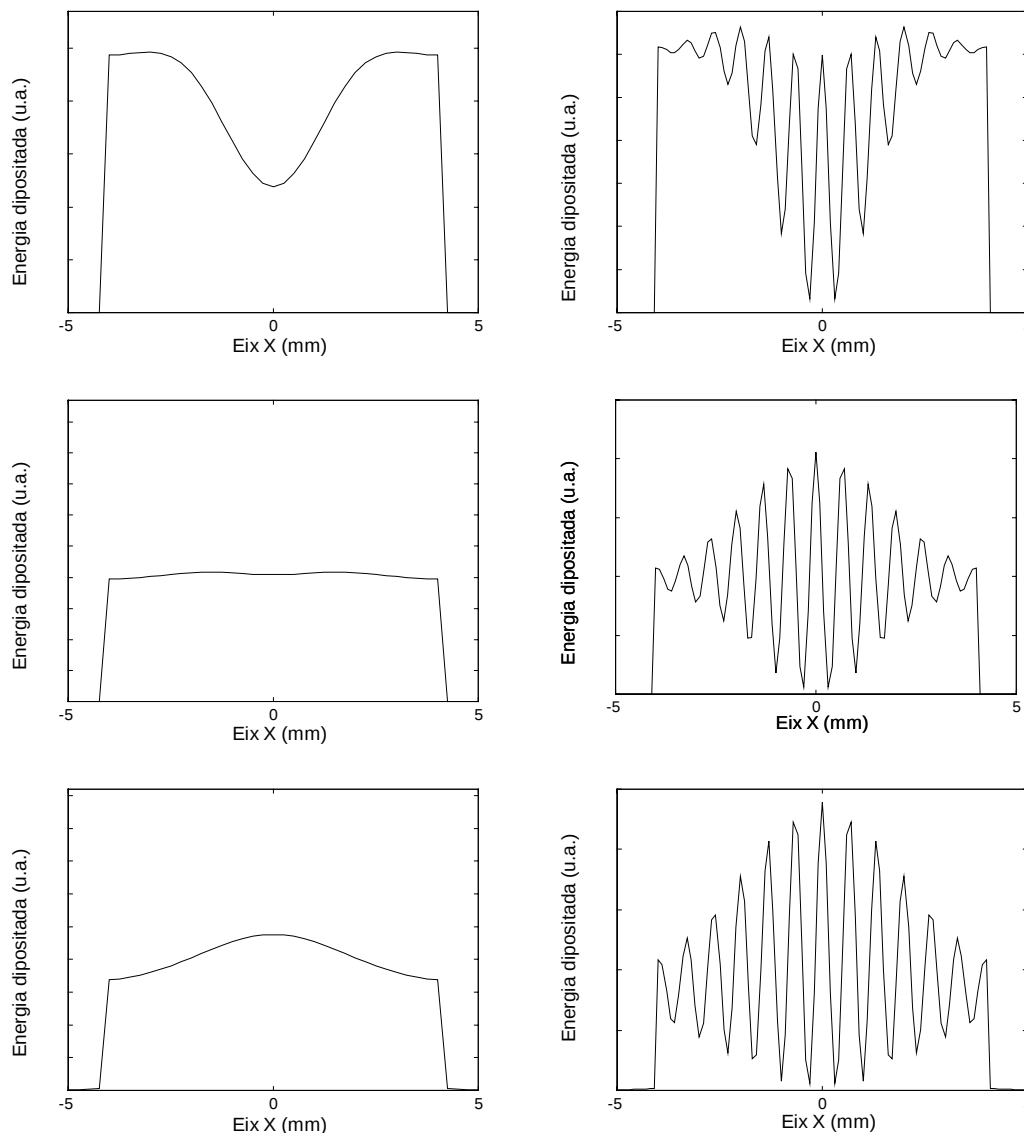


Figura 2.19.- Simulació de la distribució d'energia dipositada d'un mirall de dues facetes per tres nivells diferents de solapament amb (dreta) i sense interferències (esquerra).

Amb un làser coherent com el nostre les interferències sempre hi són presents. El patró interferencial que modula la distribució d'intensitats té una visibilitat variable ja que correspon a una superposició de només dos fronts d'ona amb una distribució d'amplitud variable espacialment. Al centre els dos fronts tenen la mateixa amplitud i per tant, el patró interferencial tindrà una visibilitat del 100%. A mesura que ens

allunyem del centre la visibilitat disminueix ja que els fronts d'ona tenen amplituds diferents. Per tal d'obtenir les distribucions de l'esquerra de la figura 2.19 cal promitjar el patró interferencial. Això, com veurem més endavant, s'aconsegueix fent vibrar una de les facetes en la direcció de l'eix òptic a una freqüència elevada [Armengol-97].

Hi ha un altre factor que limita la uniformitat, la difracció. Si les facetes són prou grans, només serà apreciable la difracció produïda per la separació central entre elles. Aquesta difracció produirà una modulació de la intensitat que serà màxima a les vores més exteriors de la distribució i que disminuirà quant més al centre de la distribució anem.

Tot i que escombrant el feix obtingut amb un mirall facetat de dues facetes s'obté una distribució d'energia uniforme, aquest procés no és del tot simètric. El fet d'escombrar en una direcció introdueix una asimetria en el tractament dels punts de la mostra. Per evitar aquest efecte es pot fer girar la mostra mentre es escombrada pel feix làser. Per fer això cal comprovar que a tots els punts de la mostra es disposa la mateixa quantitat d'energia. A la figura 2.20 podem veure un esquema del procés en el que escombrem a una velocitat v amb un feix rectangular d'amplada D i perfil d'intensitats gaussià una mostra circular de radi R mentre la mostra gira a una velocitat angular w .

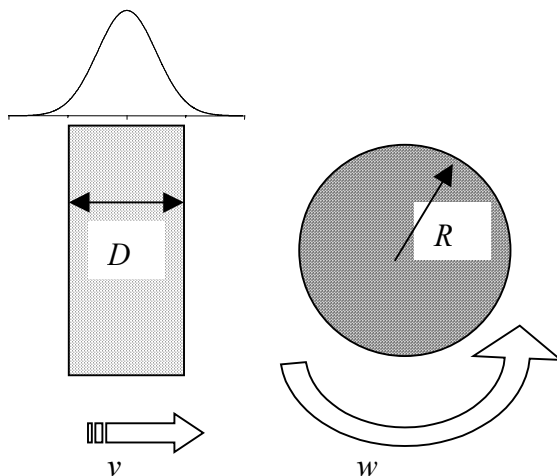


Figura 2.20.- Esquema del procés d'irradiació en que el feix làser (esquerra) escombra la mostra (dreta) mentre aquesta gira.

La irradiació resultant és uniforme si per un tamany de la mostra determinat els altres paràmetres compleixen certes condicions. La irradiació és més uniforme si la velocitat d'escombrada v és prou petita o la velocitat de gir w o la dimensió del feix D prou grans. En les condicions dels nostres experiments, el radi de les mostres és de 40mm, la velocitat d'escombrada és de l'ordre d'alguns mm/s, la velocitat de gir varia entre 6π i 12π rad/s i l'amplada del feix es pot variar entre 2 i 28 mm. Per aquest conjunt de

paràmetres la irradiació resulta sempre uniforme. Podem veure-ho a la figura 2.21 on es representa la irradiació de cada punt pel cas més desfavorable ($v=6\text{mm/s}$, $w=6\pi\text{ rad/s}$ i $D=2\text{mm}$).

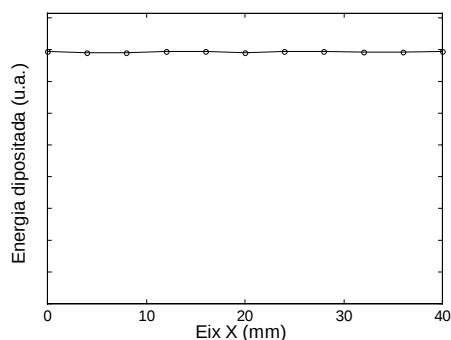


Figura 2.21.- Simulació de la irradiació d'una mostra escombrant i girant amb els paràmetres més desfavorables.

que els punts exteriors es van escalfant de forma paulatina durant tot el temps d'escombrada amb petites aportacions cada cop que passen per sota del feix. Podem veure aquesta diferència en la dinàmica de les irradiacions en funció del radi a la figura 2.22. Al gràfic de la figura 2.22 podem veure l'energia acumulada (eix vertical, en

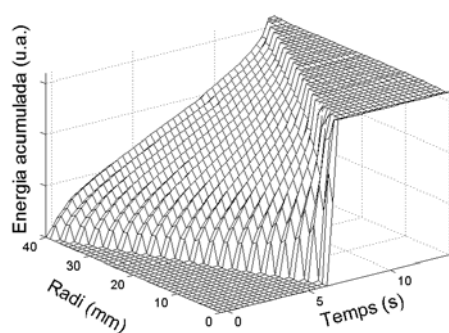


Figura 2.22.- Simulació de la irradiació escombrant i girant en funció del radi i el temps d'irradiació. Els paràmetres són els mateixos que a la figura 2.21.

Tot i això la dinàmica de la irradiació dels diferents punts de la mostra en funció del radi és molt diferent. El punt central es comporta exactament igual que si la mostra no girés, en canvi, els punts situats més exteriorment reben una irradiació molt discontinua. La irradiació global és igual per tots els punts d'un radi, però el punt central rep una irradiació curta però continua i els punts exteriors una irradiació polsada, moltes petites aportacions d'energia de forma

unitats arbitràries) en funció de la posició radial de cada punt i del temps que dura l'escombrada. Així per al punt central ($R=0$) l'energia es rep en un interval molt curt de temps (per als paràmetres de la simulació) al voltant dels 6s (instant en que el feix passa per sobre seu). Per als punts situats a la màxima distància ($R=40\text{ mm}$) l'energia es va acumulat lentament, en petites aportacions cada cop que el punt passa per sota del feix. En transportar aquestes dinàmiques tant diferents (continua - polsada) a una

mostra, està clar que encara que la irradiació sigui uniforme la distribució de

temperatures a la superfície de la mostra no ho serà. Els punts de l'exterior de la mostra hauran rebut la mateixa energia que el centre però amb una dinàmica de petits cicles consecutius d'escalfament i refredament. Per tant, i tenint en compte els efectes de conducció lateral i en profunditat de la calor, la seva temperatura superficial serà més petita que en el centre. Els gradients en profunditat seran més petits i l'energia estarà repartida en una capa més gruixuda de material.

Per compensar aquest efecte, es pot fer una irradiació no uniforme. Si dipositem més energia a les vores de la mostra que al centre (ja sigui escombrant més a poc a poc o amb més potència a mida que el feix es desplaça per sobre de la mostra) podem compensar l'efecte de la conductivitat tèrmica. A la figura 2.23 podem veure tres corbes de potència decreixent en funció de la distància recorreguda pel feix i les corbes corresponents d'energia dipositada per punt. Es pot apreciar com es possible fer diferents tipus d'irradiació tots ells amb més energia dipositada als punts exteriors de la mostra. La velocitat d'escombrada s'ha variat per mantenir el punt del centre de la mostra amb la mateixa situació aproximadament.

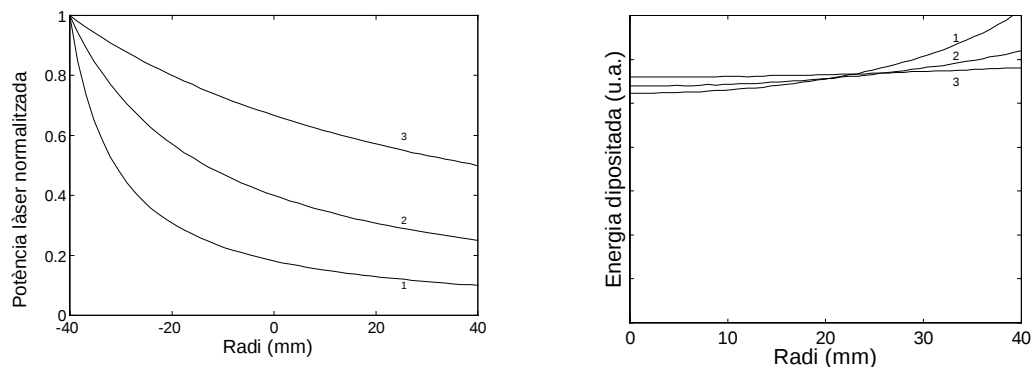


Figura 2.23.- Simulació d'irradiacions no uniformes. A l'esquerra tres corbes de potència en funció del radi i a la dreta la corresponent energia dipositada a cada punt. $D=18\text{mm}$. $w=7\pi\text{ rad/s}$. $v1=0.667\text{mm/s}$, $v2=1.42\text{mm/s}$, $v3=2.275\text{mm/s}$.

2.2.3.- Feix obtingut amb calidoscopis.

Els calidoscopis són uns altres sistemes integradors utilitzats industrialment. En ells el feix làser s'introdueix dins d'un calidoscopi metàl·lic de secció quadrada on pateix diverses reflexions, a la sortida del calidoscopi es produeix la integració. En el pla de sortida del calidoscopi es produeix la superposició de les parts del feix que han fet diferents camins (s'han reflectit diverses vegades a les parets del calidoscopi). En aquest pla es produeix la millor integració del feix i cal projectar la seva imatge sobre la mostra amb el sistema òptic adequat tenint en compte que la propagació és coherent. A la figura 2.24 podem veure un esquema del muntatge.

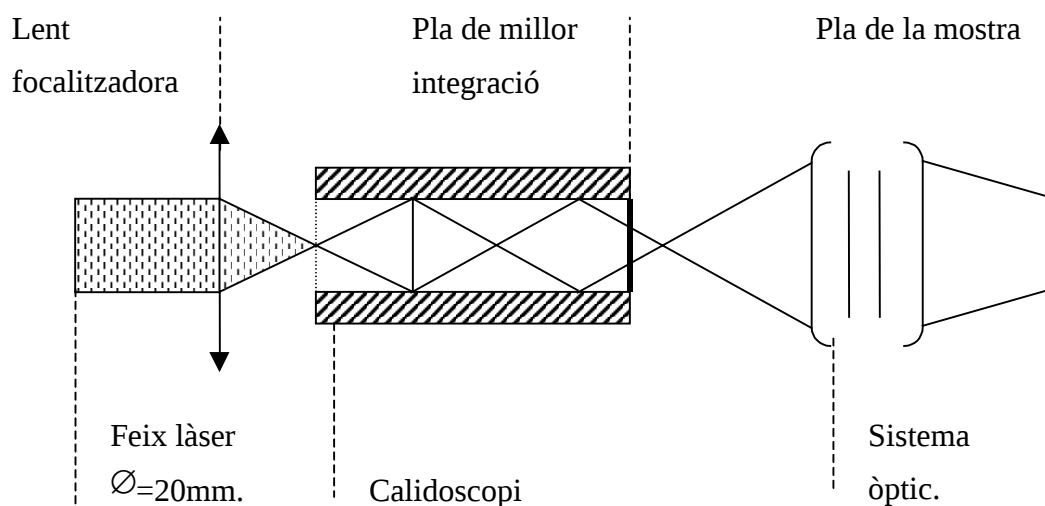
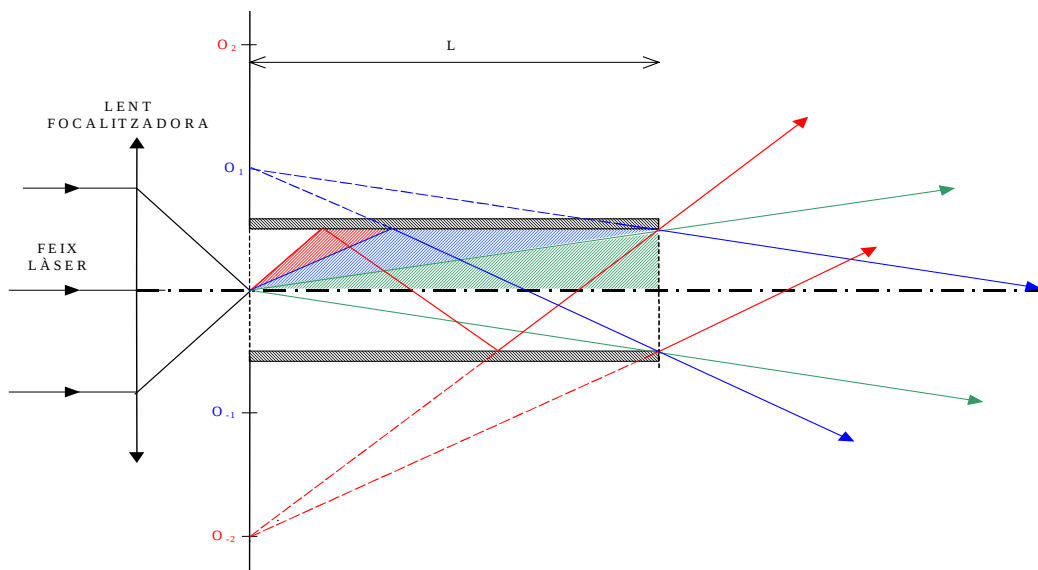


Figura 2.24.- Esquema de muntatge amb un calidoscopi. El feix làser es focalitza a l'entrada del calidoscopi on es reflecteix diverses vegades. El pla de sortida del calidoscopi es projecta sobre la mostra amb un sistema òptic adequat.

Si el feix làser és coherent i en el procés de reflexions múltiples es manté aquesta coherència, la distribució d'intensitats resultant a la sortida del calidoscopi és una distribució uniforme modulada per un patró interferencial. Aquesta distribució ve determinada pel nombre de reflexions que pateix el raig marginal del feix. La distribució serà tant més uniforme quantes més reflexions pateixi el feix. En aquest aspecte el calidoscopi es equivalent a un mirall facetat si equiparem reflexions a facetes.

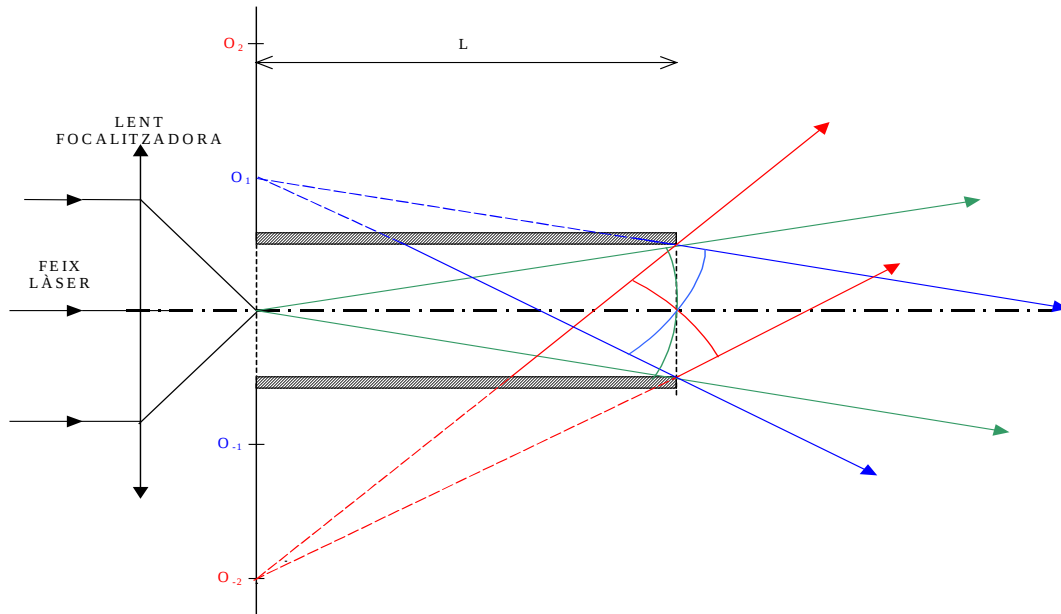
Tots els raigs que pateixen el mateix nombre de reflexions surten del calidoscopi formant un determinat con de llum. Si prolonguem aquest con endarrera, els raigs es tallen en un punt del pla focal de la lent focalitzadora que és una imatge virtual del focus del feix incident. Així al pla focal de la lent focalitzadora es forma una matriu d'imatges virtuals del focus del feix incident (esquema 2.2). Aquesta matriu és similar a un mirall facetat. Cada imatge virtual equival a una faceta amb la diferència que el feix emergent de la faceta és col·limat (ona plana) i l'emergent de la imatge virtual en un calidoscopi és divergent (ona esfèrica) (esquema 2.3). Això fa que el patró interferencial a la sortida d'un calidoscopi sigui més complicat que el d'un mirall facetat ([Geary-88]). Altres diferències són que tots els feixos d'un mirall facetat pateixen una sola reflexió, mentre que els d'un calidoscopi en pateixen més quant més allunyada estigui la imatge virtual del focus original, això fa que sigui menys eficient energèticament encara que aprofiti millor les zones més externes del feix (en un mirall facetat el feix es retallat pel mirall per millorar la integració).



Esquema 2.2.- Esquema de funcionament d'un calidoscopi. Es detallen les imatges virtuals del focus del feix incident i els cons de llum que emeten.

El nombre de reflexions que pateix el raig marginal del feix làser i, per tant, el nivell d'integració aconseguit depèn de la longitud L del calidoscopi, la seva dimensió transversal d i del nombre $f/\#$ del feix incident (focal de la lent focalitzadora / diàmetre del feix incident). El nivell d'integració serà millor si el nombre $f/\#$ i la dimensió d són petits o la longitud L és gran, factors que contribueixen a augmentar el nombre de reflexions. Com hem vist al paràgraf anterior, si el nombre de reflexions és més gran

també es produeixen més pèrdues per reflexió. Per tant, caldrà arribar a un compromís òptim entre el nombre de reflexions i les pèrdues per reflexió. Caldrà optimitzar els paràmetres L , d i $f/\#$ per obtenir la uniformitat desitjada amb les mínimes pèrdues.



Esquema 2.3.- Esquema de funcionament d'un calidoscopi. Es detallen els fronts d'ona esfèrics que es superposen al pla de sortida del calidoscopi.

En el nostre cas, el feix incident té un diàmetre de 20mm i una distribució d'intensitats corresponent a un mode TEM_{01}^* . La dimensió d cal que sigui petita, ja que si no és així el sistema òptic final ha de tenir una obertura massa gran, nosaltres hem escollit una secció quadrada de $d=4\text{mm}$. Disposem de lents focalitzadores pel feix làser de CO_2 de focals entre 50mm i 127mm. Per optimitzar el sistema utilitzarem $f=63.5\text{mm}$ i intentarem trobar la longitud L del calidoscopi que produeixi una uniformitat suficient, el rendiment energètic en funció de la longitud i com és el patró interferencial que modularà la distribució d'intensitat en el pla de millor integració.

A la figura 2.25 podem observar diferents talls (transversals i en diagonal) de la distribució d'intensitats en el pla situat justament a la sortida del calidoscopi en funció de la longitud. Els paràmetres de la simulació són els descrits al paràgraf anterior. La simulació s'ha realitzat amb el programa Solstis i no té en compte la fase de la ona, així que és una simulació només fotomètrica. Podem observar com els perfils transversals es fan uniformes per una longitud més curta (aproximadament $L=41\text{mm}$) mentre que els perfils en diagonal per aquestes longituds encara presenten una depressió central i

només per longituds a partir de $L=46\text{mm}$ presenten una uniformitat suficient. Cal destacar que per simplificar els càlculs hem agafat la longitud del calidoscopi comptant a partir del focus del feix incident, com es veu a la figura 2.24, en aquesta situació la primera part del calidoscopi no s'utilitza, però simplifica els càlculs si variem el focus de la lent focalitzadora.

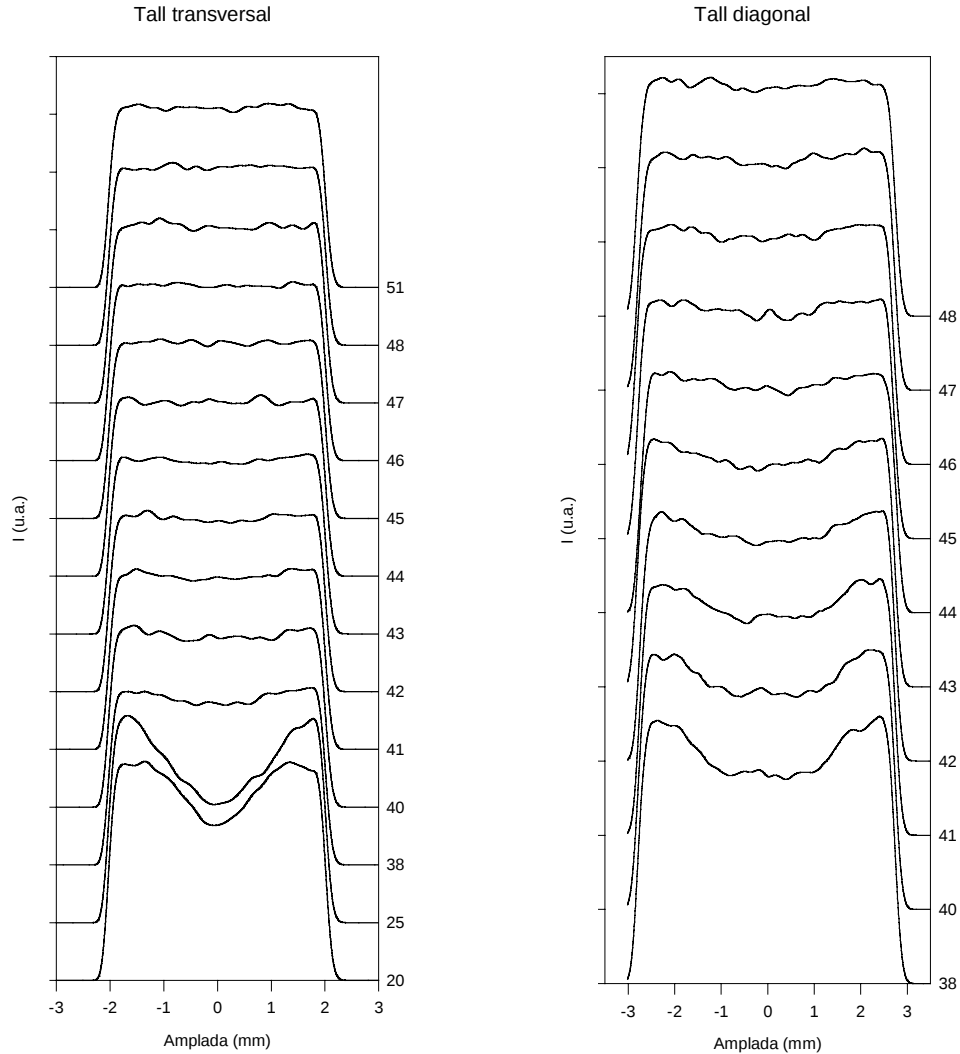


Figura 2.25.- Simulació de la distribució d'intensitats a la sortida d'un calidoscopi en funció de la seva longitud L . La dimensió d és 4mm i la focal d'entrada 63.5mm .

El nombre a la dreta de cada corba correspon a la longitud L del calidoscopi

Per arribar a un compromís entre uniformitat i pèrdues per reflexió cal que estudiem com augmenten les pèrdues en funció de la longitud. Això ho podem veure a

la figura 2.26 on es mostra l'eficiència del calidoscopi mesurada com potència a la sortida del calidoscopi entre potència incident, en funció de la seva longitud. Els paràmetres són els mateixos que en el cas anterior, i s'ha agafat un coeficient de reflexió promig del 95% constant per a tots els raigs, independent de l'angle d'incidència i de la polarització. Es pot observar com les pèrdues per reflexió augmenten amb la longitud del calidoscopi i per una longitud de 46mm per la que la uniformitat és bona, l'eficiència aproximada serà del 92%. Podem veure també com a la gràfica comencen les pèrdues a partir dels 13mm, distància del calidoscopi en la que el feix encara no s'ha començat a reflectir degut al fet de comptar la longitud del calidoscopi des del focus del feix incident.

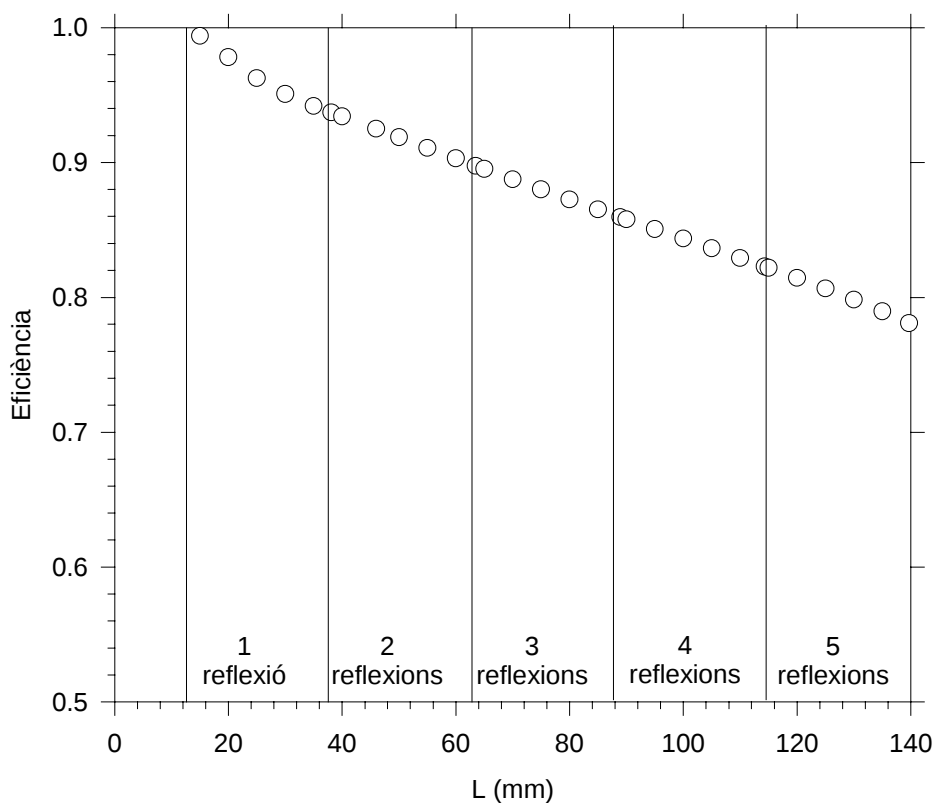


Figura 2.26.- Simulació de la relació entre la potència a la sortida del calidoscopi i la del feix incident. Els paràmetres de simulació són els mateixos que en la figura anterior. Les barres verticals mostren el nombre de reflexions que pateix el raig marginal.

Un cop vist que per un calidoscopi de 46mm la uniformitat de la distribució d'intensitats i el rendiment energètic són suficients, caldrà veure com és el patró d'interferències que modularà aquesta distribució. El patró d'interferències a la sortida del calidoscopi varia molt amb la longitud L . Petits canvis en la longitud de la guia porten a canvis substancials en el patró d'interferències, tant en la visibilitat com en el període. Cal destacar que la periodicitat de les interferències és un paràmetre difícil d'establir, ja que habitualment el patró presenta modulacions de diferents períodes que produeixen efectes de moiré.

A la figura 2.27 podem observar perfils transversals amb patrons d'interferències per diferents longituds del calidoscopi. Les longituds escollides són 25mm, 46mm, 70mm, 71mm i 105mm. La línia que apareix al mig dels patrons mostra el promig, és a dir, com és la distribució d'intensitats sense tenir en compte les interferències (figura 2.25). Es pot apreciar com els patrons no evolucionen d'una forma senzilla en augmentar la longitud. En general podem dir que els patrons es compliquen en augmentar la longitud i els petits canvis afecten més al patró quant més llarg és el calidoscopi. Petits canvis en la longitud L (70mm i 71mm) donen patrons interferencials prou diferents tant en visibilitat com en finesa. En augmentar la longitud del calidoscopi hi ha més reflexions, i per tant, hi ha més contribucions de fronts d'ona esfèrics que han fet camins diferents. Aquest fet provoca que les estructures periòdiques que es poden observar als patrons interferencials siguin cada cop més complicades i provoquin efectes de moiré.

Les simulacions s'han realitzat amb el paquet de programació Matlab 5.0. S'han sumat coherentment les contribucions dels fronts d'ona esfèrics procedents de les diferents imatges virtuals ($O, O_1, O_2, \dots$) del focus del feix incident (veure esquema 2.3). A la diferència de camins entre els diferents fronts d'ona contribueixen tant la inclinació relativa entre els fronts emesos pels diferents focus virtuals, com la curvatura diferent d'aquests fronts d'ona. L'amplitud de les diferents contribucions té un factor esmorteïdor que inclou la disminució de l'amplitud pel fet de recórrer un camí més llarg i les pèrdues per absorció a les parets de la guia. S'ha simulat només una dimensió transversal pel centre del pla de sortida del calidoscopi, i s'han considerat 11 focus emissors d'ones (10 virtuals i el real).

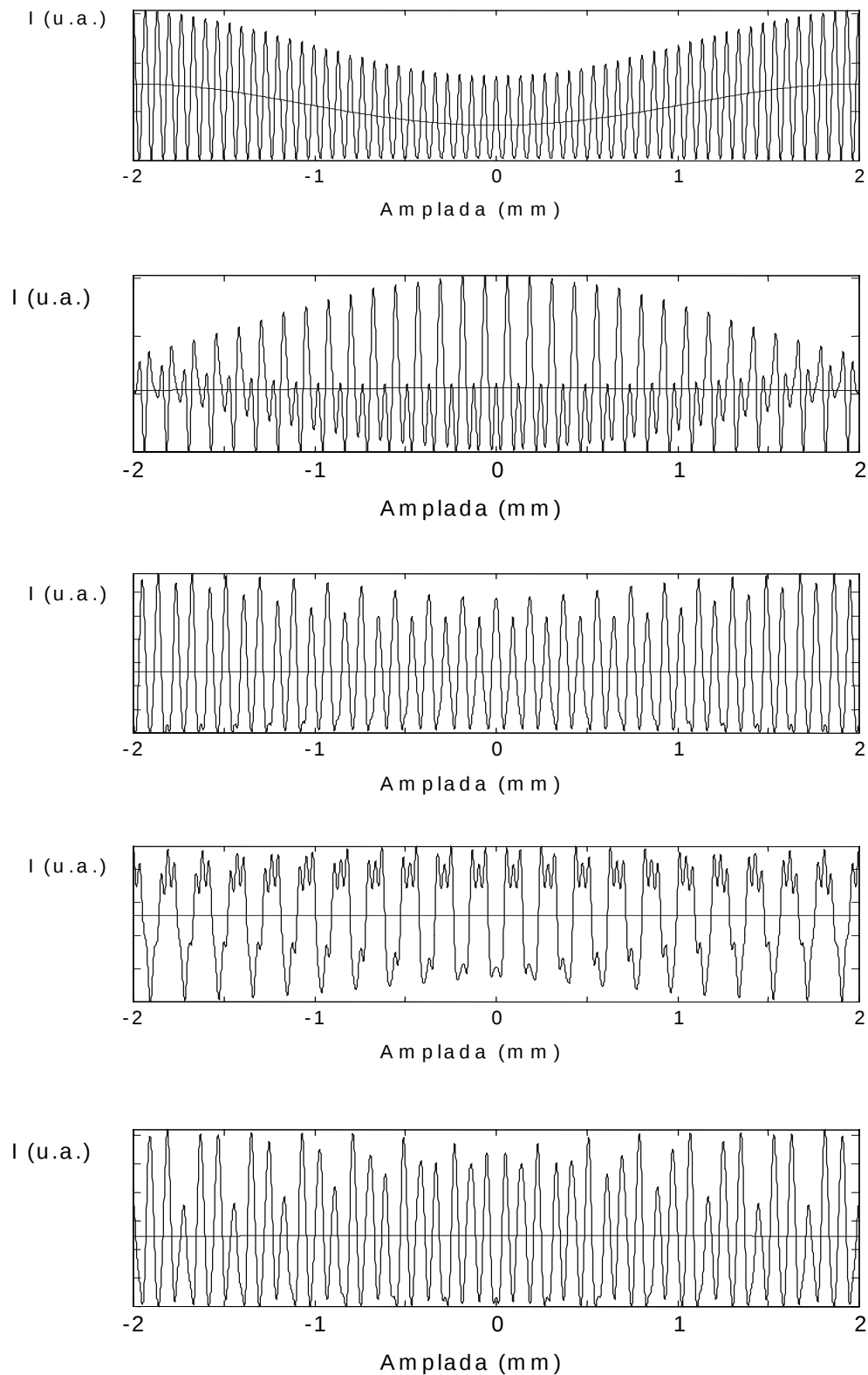


Figura 2.27.- Simulació de diferents patrons interferencials a la sortida del calidoscopi. Les longituds corresponen a 25, 46, 70, 71 i 105mm en ordre descendent. La resta de paràmetres són els mateixos que a les figures 2.25 i 2.26.

Cal tenir en compte que per evitar problemes de submostreig (*aliasing*) en les distribucions finals (que presenten periodicitats petites) cal mostrejar amb un període més petit o igual que la meitat del període espacial més petit dels que componen la funció periòdica (Teorema del mostreig de Whittaker-Shannon [Gonzalez-87]). Aquest teorema imposa una alta freqüència de mostreig que impedeix estendre el model a dues dimensions amb el material informàtic del que disposem.

Els patrons interferencials complicats que resulten del calidoscopi obren la porta a provar de fer girar la mostra sota el feix per obtenir una energia dipositada uniforme sobre tots els punts de la mostra. Efectivament, si els patrons obtinguts amb un mirall facetat, amb una visibilitat del 100% i una finesa elevada, no quedaven integrats fent girar la mostra (figura 2.17), ara, si els patrons no tenen una visibilitat ni una finesa tant elevades, ni una periodicitat tant marcada, pot tenir sentit tornar-ho a intentar. Si afegim el fet que en un calidoscopi real hi haurà altres fonts d'inhomogeneïtat, com ara les imperfeccions en les cares internes podria obtenir-se una distribució uniforme. Per això simularem igual que per la figura 2.17 l'energia dipositada a cada punt de la mostra en funció del radi. Integrarem angularment la distribució d'intensitats d'un calidoscopi amb menys finesa que la d'un mirall facetat. Podem veure els resultats a la figura 2.28 on hi ha dos casos amb visibilitats diferents. Malgrat que les condicions són millors, l'energia dipositada a cada punt de la mostra en funció del radi no és uniforme. La distribució d'energia és millor, no tant contrastada i amb variacions més suaus, però del tot insuficient pel que fa a uniformitat en el cas de visibilitat 100% i possiblement acceptable en el cas de reduir-se la visibilitat. Cal recordar que el punt central segueix sent un punt singular i per evitar-lo caldria fer alabejar la mostra mentre gira.

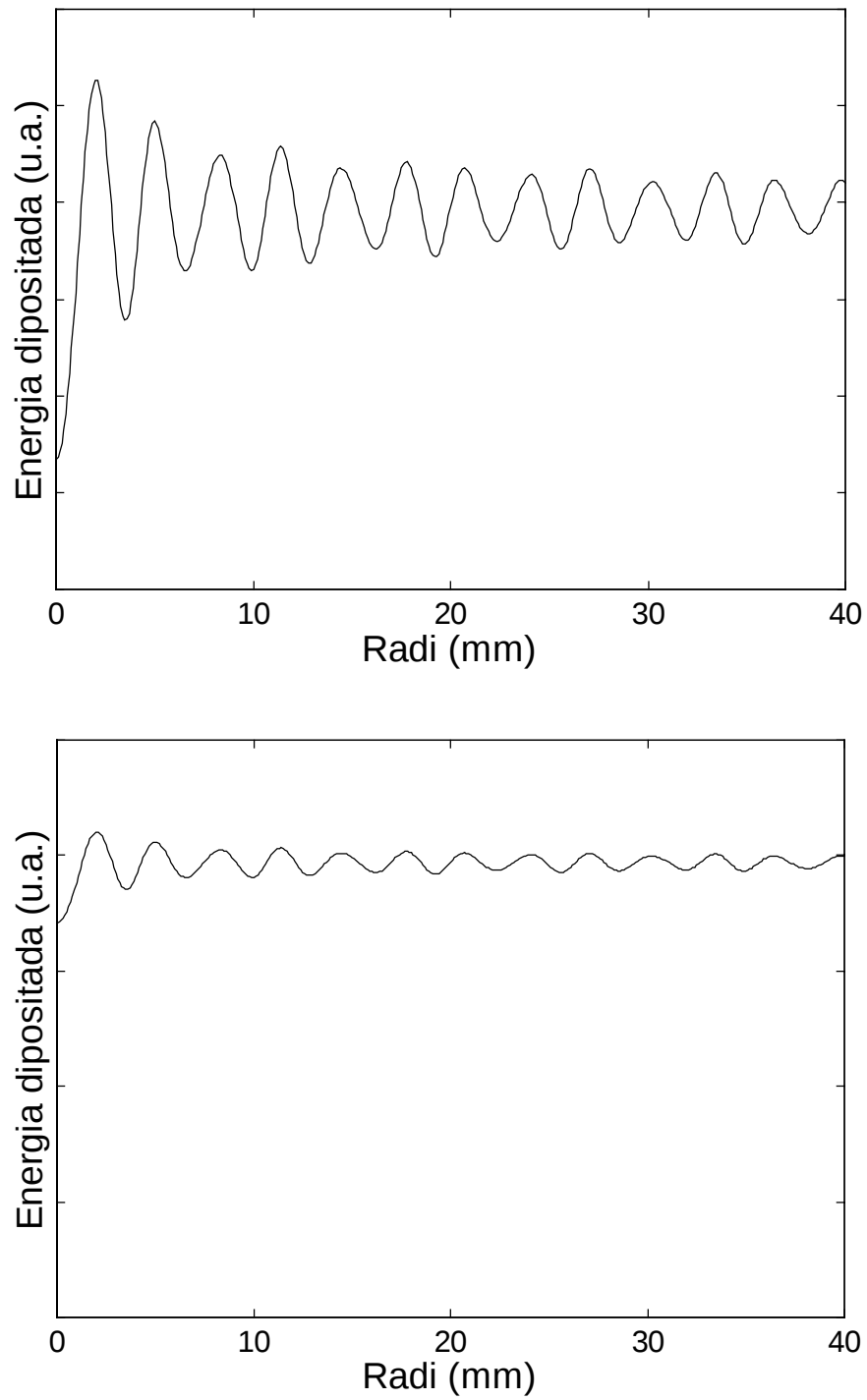


Figura 2.28.- Simulació de l'energia dipositada quan una mostra gira sota un patró interferencial creat per un calidoscopi amb una visibilitat del 100% dalt i d'un 67% baix.

2.3.- Caracterització del feix.

Abans de procedir a irradiar les mostres hem caracteritzat les distribucions d'intensitat produïdes pels diferents sistemes integradors utilitzats. Per fer aquesta caracterització hem disposat de diferents detectors i sistemes de visualització. Els detectors utilitzats han estat una termopila (model 201 de Coherent, potència màxima 40W) i dos detectors piroelèctrics amb detecció síncrona (un construït al nostre laboratori i un de comercial (Rk-5720 Power Ratiometer de Laser Precision Corp.)). També hem disposat d'unes plaques visualitzadores que són fluorescents en ser il·luminades amb llum ultravioleta i aquesta fluorescència s'esmoreeix amb l'escalfament produït per la irradiació infraroja del làser de CO₂. Hem disposat de plaques de diferents sensitivitats, des de 200W/cm² fins a 0.06W/cm², són els models 22-A i 22-B de Optical Engineering Inc. Així mateix, un sistema senzill i ràpid per visualitzar el feix és produir una irradiació sobre una placa de metacrilat, material molt absorbent a la radiació de 10.6µm. Per determinar la potència del feix disposem també de dos mesuradors de potència calibrats de Optical Engineering Inc., un per mesurar potències fins a cent watts (model P-100) amb una resolució d'un watt i un altre fins a dos mil watts (model P-2000) amb una resolució de vint watts. Tots dos tenen una precisió del 5% i una repetibilitat del 1.5%.

2.3.1.- Feix sense modificar escombrant una superfície.

El làser de 100W és un model A-100/0 de Crilaser S.A i emet en un mode TEM₀₀. Aquest làser és de flux axial lent i excitació per descàrrega DC. El diàmetre nominal del feix és de 8mm a la sortida del làser. Hem caracteritzat el mode escombrant-lo en un pla amb un detector piroelèctric diafragmat amb un forat de

diàmetre $\sim 1\text{mm}$. Podem veure un perfil central i una reconstrucció amb diferents perfils a la figura 2.29. Podem mesurar el tamany del feix a 1m de la sortida del làser que és de 42mm de diàmetre (mesurat a $1/e^2$) després de passar per un expansor de feix de 5 augments. La distribució d'intensitats en aquestes condicions s'aproxima a una gaussiana, i el millor ajust matemàtic d'una gaussiana permet obtenir un diàmetre de 40.5mm.

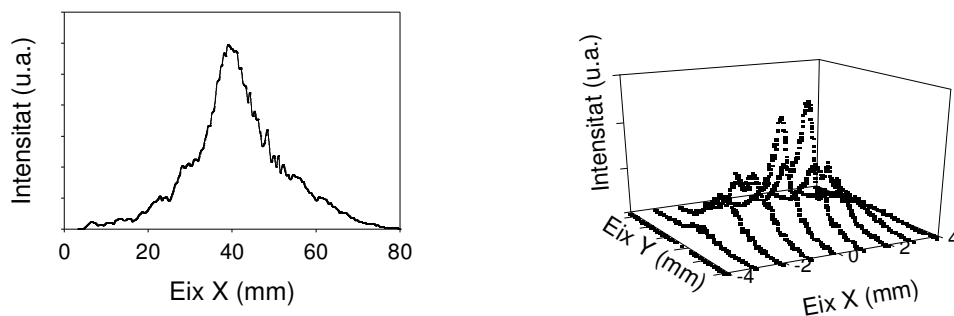


Figura 2.29.- Mesures experimentals del mode TEM00. A l'esquerra perfil central i a la dreta reconstrucció amb 9 perfils.

El làser de 1700W de potència és un Rofin-Sinar 1700SM i emet un mode TEM01^{*(1)}. També és d'excitació per descàrrega DC i de flux axial ràpid, la cavitat és doblada i per tant el feix està polaritzat linealment (a 45°). També hem caracteritzat el mode escombrant amb un detector piroelèctric i un diafragma d'1mm de diàmetre. A la part superior de la figura 2.30 podem veure com el feix a 3m de la sortida (pla de la mostra) té un diàmetre de 19.2mm (mesurat a $1/e^2$), el valor de R és 4.5mm i el valor de r_0 és 4.9mm, la potència del feix és de 150W. A la part inferior podem veure la marca obtinguda en irradiar una placa de metacrilat i tres perfils del feix, un a la part central, un altre a la zona del màxim més plana i un tercer a la zona de caiguda de la intensitat. Com podem observar, si escombrem amb aquest feix directament sobre la mostra, les dinàmiques d'irradiació seran molt diferents en funció de la posició dels punts. Un punt serà escombrat amb una intensitat que tindrà dos pics, un altre amb una intensitat força constant i un tercer amb una intensitat amb distribució gaussiana. Cal recordar que com

¹ El làser emet en un mode TEM00 per sota de 50W i en un mode TEM01* per sobre de 100W. Al mig hi ha una zona de transició.

hem vist al capítol anterior, les dues primeres distribucions d'intensitat, en ser escombrades sobre la superfície de la mostra, dipositaran aproximadament la mateixa energia per unitat de superfície.

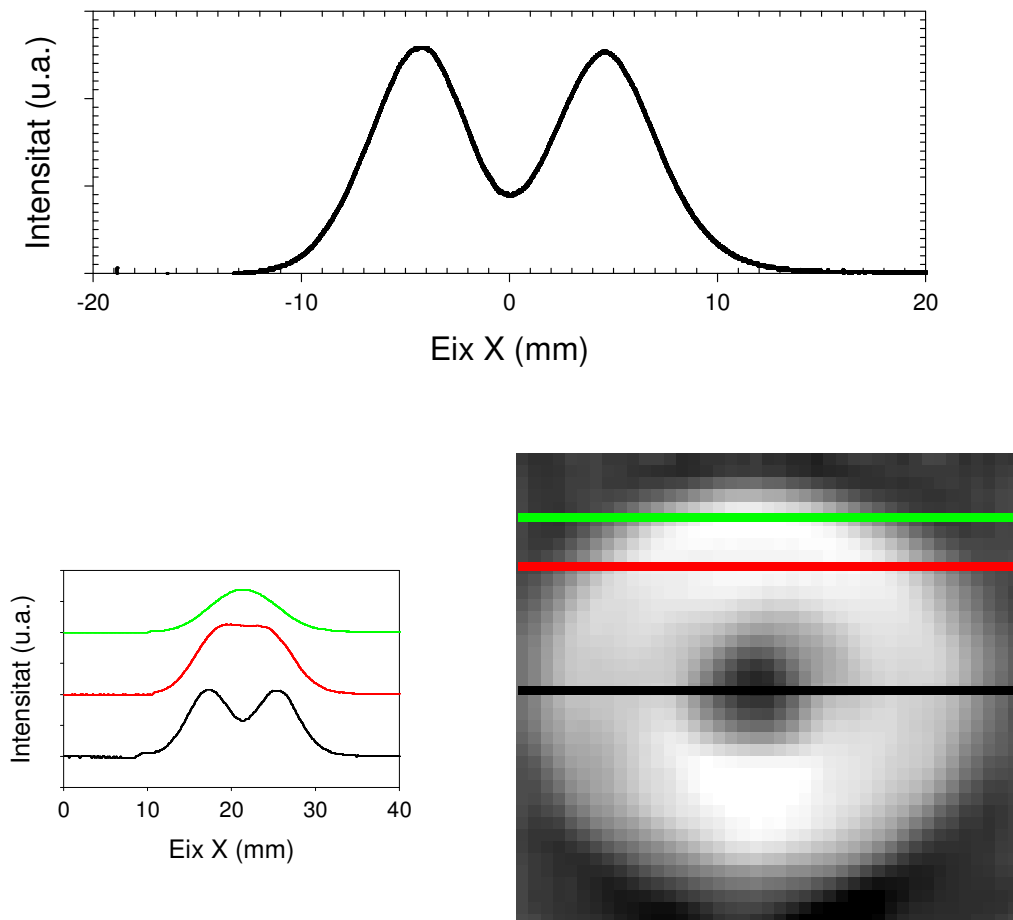


Figura 2.30.- Mesures experimentals del mode TEM01^{*}. A dalt perfil central amb paràmetres ajustats de $R=4.5\text{mm}$ i $r_0=4.9\text{mm}$. La potència és de 150W i el diàmetre ajustat de 19.2mm. Baix i a la dreta 3 perfils corresponents a les zones marcades al patró de l'esquerra que és una empremta sobre metacrilat del feix.

2.3.2.- Feix obtingut amb miralls facetats.

Les primeres proves de viabilitat del projecte de polit de vidre òptic amb làser de CO₂, les vàrem fer integrant el feix làser amb un mirall facetat de 6x6 facetes quadrades de 8mm de costat i focal de 500mm. El feix làser utilitzat era el que emet la distribució corresponent al mode TEM00 de la figura 2.29 (després de passar per l'expansor de feix). Escombrant amb el detector piroelèctric i el diafragma de 1mm la distribució d'intensitats integrada pel mirall facetat és la de la figura 2.31.

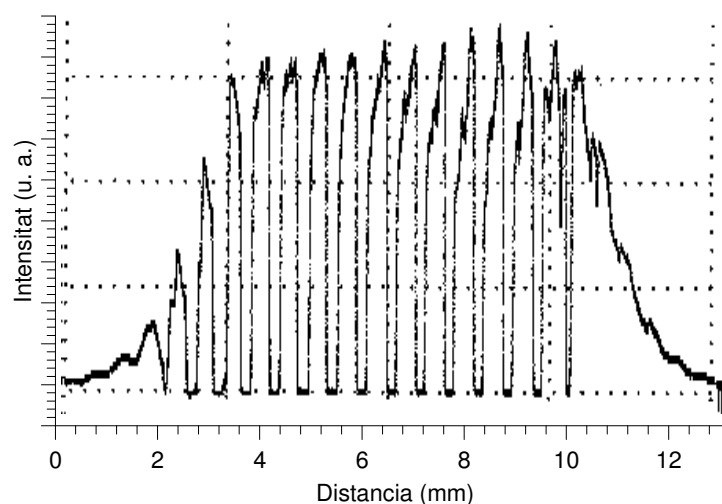


Figura 2.31.- Mesura experimental d'un perfil de la distribució d'intensitats obtinguda amb un mirall facetat de 6x6 facetes il·luminat amb un TEM00.

Podem observar que les característiques d'aquesta distribució validen el model de la simulació. El patró interferencial té una visibilitat del 100% i una elevada finesa. La periodicitat és de 0.57mm (8mm /14 màxims), similar a la predita per l'equació 2.3 (0.66mm). El patró presenta una bona regularitat i podem observar com les vores tenen una caiguda suau.

El mirall facetat de dues facetes que s'ha utilitzat per irradiar les mostres durant la major part de l'escalat de l'aplicació, va ser descrit amb detall a [Armengol-97]. El làser utilitzat en aquesta part del projecte és el de 1700W i per tant el feix incident té una distribució d'intensitats corresponent a un mode TEM01*. El muntatge experimental utilitzat per uniformitzar aquest mode es mostra a la figura 2.32. Consisteix en un mirall format per dues facetes d'or d'alta qualitat. Cada faceta està muntada sobre el seu propi suport i es té control micromètric sobre la seva posició, tant en orientació com en la separació relativa entre elles (eix X a la figura 2.32). Un actuador piezoelèctric està acoblat a una de les facetes i la pot fer oscil·lar ràpidament en la direcció Z. Es pot controlar externament, tant l'amplitud com la freqüència del moviment de la faceta amb un amplificador d'alt voltatge i un generador de polsos respectivament. L'actuador piezoelèctric està accionat per un senyal triangular de voltatge que provoca un desplaçament a velocitat constant d'amplitud aproximada $\lambda/2$ i freqüències en el rang de 55Hz a 90Hz. La vibració d'una faceta provocarà un canvi periòdic en el camí del front d'ones reflectit. Aquest canvi farà oscil·lar el patró interferencial que modula la distribució d'intensitats i, per tant, la contribució del patró interferencial es promitjarà i resultarà la distribució corresponent a la superposició incoherent dels fronts d'ona.

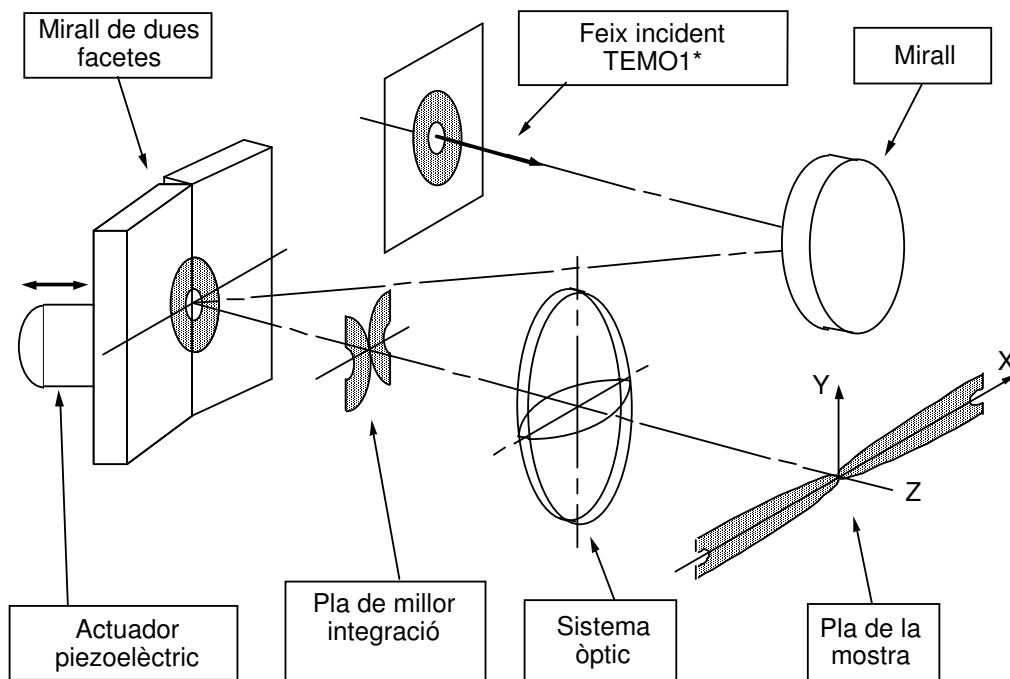


Figura 2.32.- Esquema del muntatge experimental del mirall de dues facetes amb integració activa.

Si el comparem amb el sistema multifacetat descrit abans, aquest doble mirall presenta alguns avantatges deguts al seu disseny:

a.- No cal acoblar el feix incident al tamany del mirall facetat. Als miralls multifacetats s'acostuma a fer passar el feix incident per un expansor per tal d'optimitzar la uniformitat de la distribució i les pèrdues de la part del feix que no incideix al mirall.

b.- Hi ha molt poca distorsió a la imatge obtinguda degut a que els angles per separar el feix incident del reflectit són molt petits.

c.- El feix reflectit no té una dimensió transversal relacionada amb les facetes, i així, la mida de la imatge no està limitada per la dimensió de les facetes ni per la seva forma, això últim aporta molta flexibilitat per adaptar el sistema a qualsevol aplicació.

d.- El mirall de dues facetes no té una distància focal fixa. Una distribució òptima d'intensitats es pot obtenir sempre per qualsevol distància de treball modificant només l'angle entre les facetes.

e.- La difracció que limita la uniformitat és produïda només per una aresta, mentre que en un mirall multifacetat és la suma coherent de les contribucions de moltes arestes. Aquestes ondulacions estan situades a la part més exterior de la distribució obtinguda i en un cas extrem es poden menysprear.

Com en totes les aplicacions làser s'utilitza un sistema òptic per projectar el feix amb la dimensió i la forma adequada al pla de la mostra. En el nostre cas el sistema òptic col·locat després del mirall facetat consta de dues lents (una esfèrica divergent de distància focal -127mm i una cilíndrica convergent de distància focal 254mm) i dóna una distribució rectangular òptima per ser escombrada per sobre de la mostra (100mm x 4-28mm).

La distribució d'intensitats mesurada del feix làser sobre el pla de treball es mostra a les figures 2.33 i 2.34. A la figura 2.33 podem veure diferents perfils de la distribució d'intensitats obtinguda amb un mirall de dues facetes sense l'acció del piezoelèctric. Els perfils han estat obtinguts escombrant amb un detector piroelèctric amb un diafragma d'1mm de diàmetre en la direcció X (veure figura 2.32). Es pot apreciar el patró interferencial molt marcat i les ondulacions degudes a la difracció, aquestes no s'aprecien al perfil central que coincideix amb una intensitat molt petita (el

centre del mode TEM01^{*}). Es pot comparar aquesta figura amb la simulació de la figura 2.18 (superior dreta).

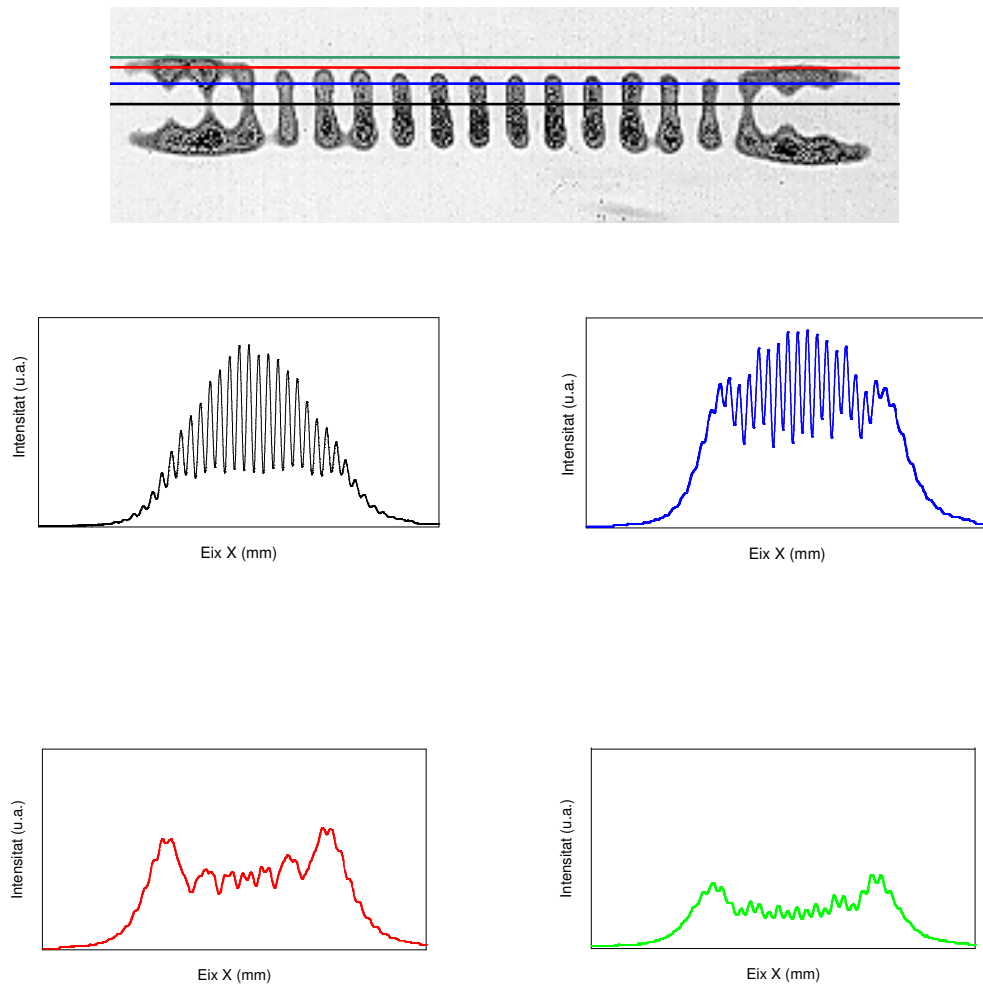


Figura 2.33.- Mesures experimentals de la distribució d'intensitats creada pel mirall de dues facetes sense l'acció del piezoelèctric. Els diferents perfils s'indiquen en diferents colors sobre la empremta en metacrilat de la part superior.

A la figura 2.34 podem veure diferents perfils de la distribució d'intensitats obtinguda amb un mirall de dues facetes amb l'acció del piezoelèctric. Els perfils han estat obtinguts escombrant amb un detector piroelèctric amb un diafragma d'1mm de diàmetre en la direcció X (veure figura 2.32). Es pot apreciar com el patró interferencial pràcticament ha desaparegut i només resten les ondulacions degudes a la difracció. Aquestes tampoc no s'aprecien al perfil central que coincideix amb una intensitat molt petita (el centre del mode TEM01^{*}). Es pot comparar aquesta figura amb la simulació de la figura 2.18 (superior esquerra).

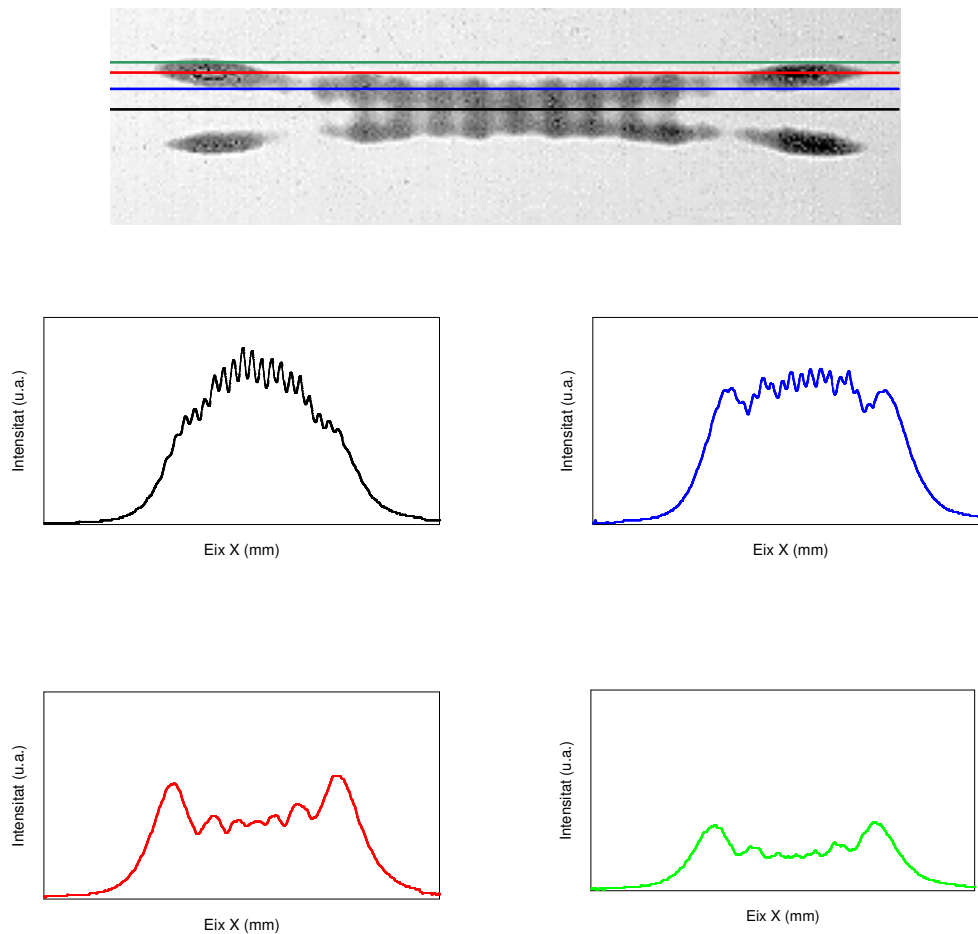


Figura 2.34.- Mesures experimentals de la distribució d'intensitats creada pel mirall de dues facetes amb l'acció del piezoelèctric. Els diferents perfils s'indiquen en diferents colors sobre la empremta en metacrilat de la part superior.

Com ja hem vist al capítol anterior, la integració de la distribució es produeix quan escombrem en la direcció Y. A la figura 2.35 es poden veure els perfils obtinguts escombrant les distribucions d'intensitat en diferents condicions de superposició (variant l'angle entre les dues facetes del mirall) i amb el piezoelèctric engegat i aturat. Aquests perfils s'han obtingut escombrant en la direcció X amb un detector piroelèctric diafragmat amb una escletxa d'1mm de gruix situada en la direcció Y (l'alçada de l'escletxa és prou gran per cobrir l'amplada del feix). Així, aquests perfils descriuen l'energia total dipositada per unitat de superfície quan s'escombra la distribució d'intensitat en la direcció Y. Com ja hem vist al capítol anterior (figura 2.19), només per unes condicions adequades de superposició de la distribució d'intensitats s'aconsegueix un perfil quasi-uniforme en escombrar (figura 2.35 central b, e).

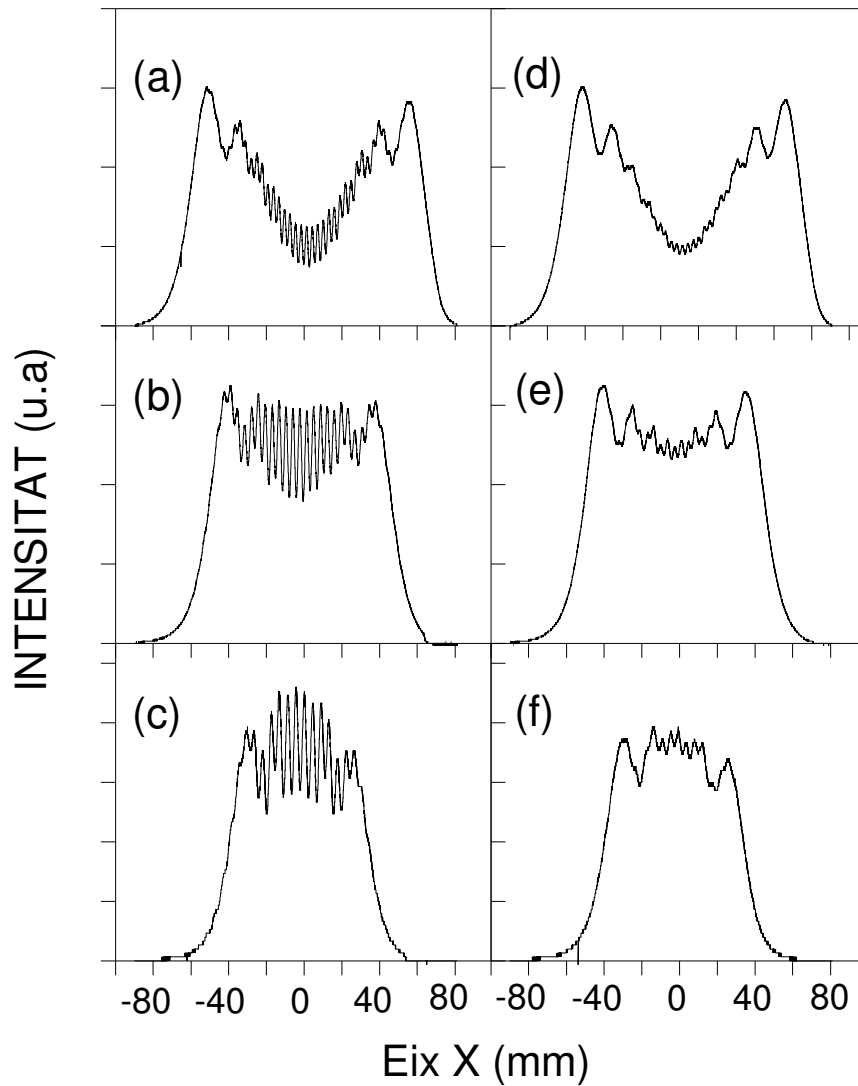


Figura 2.35.- Perfils d'intensitat experimentals obtinguts integrant en la direcció Y per tres nivells de superposició dels feixos reflectits: (a) poca superposició, (b) òptima i (c) massa gran; (d), (e) i (f) els mateixos perfils amb integració activa. El feix incident és un mode TEM01* de 150W.

Als perfils de l'esquerra (a, b i c) es pot apreciar clarament el patró interferencial i com la visibilitat de les franges augmenta amb el nivell de superposició. La mesura de la distància entre dues franges d'interferència al perfil b ens dona ~5mm. Aquesta distància és gran, i en aplicacions on el material tingui una baixa conductivitat tèrmica, no hi ha manera de combinar un temps d'irradiació realista amb la conductivitat tèrmica del material per obtenir una longitud de difusió tèrmica de l'ordre de la separació entre franges. Així, el patró interferencial provocarà una irradiació no uniforme. Per això, cal

integrar el patró interferencial amb l'ajut del piezoelèctric. A aquest sistema li hem dit d'‘integració activa’. Si una faceta del mirall es mou sota l'acció del piezoelèctric amb una oscil·lació en l'eix Z , es produeix un desfasament entre els dos feixos que interferiran al pla de la mostra. Com la posició dels màxims i mínims d'interferència depèn del desfasament entre els dos feixos, el desfasament induït es transforma en una oscil·lació de la posició dels màxims i mínims d'interferència. El resultat és que el patró interferencial vibra al pla de la mostra i la seva contribució es minimitza [Armengol-97]. Els perfils de la figura 2.35 d, e i f mostren l'efecte de la integració activa. La integració òptima del patró interferencial depèn de l'amplitud de vibració de la faceta, la seva velocitat i freqüència. Una amplitud de $\lambda/2$ produeix un desfasament entre els dos feixos de 2π rad. En aquesta situació un màxim d'interferència es mou fins a la posició del màxim següent i es produeix una bona integració. El desplaçament de la faceta (i per tant el del patró interferencial) s'ha de fer a velocitat constant, d'una altra manera el perfil d'intensitat integrat presentarà una modulació deguda a la convolució entre el patró interferencial i el desplaçament no uniforme. Aquest desplaçament es controla amb la funció de modulació aplicada al piezoelèctric. La funció de modulació per produir un desplaçament a velocitat constant és un senyal triangular. La integració activa feta a freqüències entre 55Hz i 90Hz produeix uns perfils d'intensitat òptims excepte per algunes freqüències puntuals que s'acoblen mecànicament al sistema de suport. Així a la figura 2.36 on es mostra l'efecte de diverses freqüències d'integració es pot observar com el perfil d'intensitat obtingut a una freqüència de 80 Hz no presenta una bona integració.

El perfil d'intensitats (e) de la figura 2.35 correspon a la millor integració tant per les condicions de la superposició com pel promitjat del patró interferencial. La integració activa porta a una reducció de la visibilitat de les franges d'interferència fins a un 5% aproximadament. Aquesta uniformitat es pot aconseguir sobre distàncies grans (~60mm). Les franges residuals es poden atribuir al fet que l'amplificador de voltatge té una freqüència de tall relativament petita (200Hz) i no pot subministrar al piezoelèctric un senyal triangular pur.

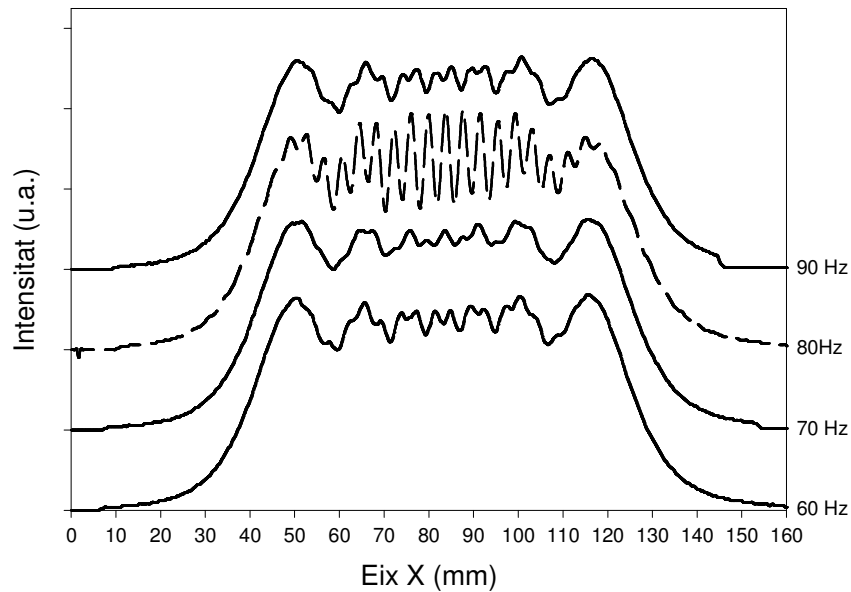


Figura 2.36.- Mesures experimentals de perfils d'intensitat integrats per diverses freqüències. La freqüència d'integració es mostra a la dreta.

Un efecte diferent explica les pertorbacions que afecten els extrems dels perfils d'intensitat integrats. Aquestes pertorbacions estan originades pels efectes de difracció a les arestes de les facetes, com es pot veure a la figura 2.37, on les dues meitats del feix han estat totalment separades per evitar les interferències. Com mostra la figura els perfils d'intensitat mesurats són prou simètrics, això prova que el feix incident està igualment distribuït entre les dues facetes. Els perfils independents representats mostren ondulacions que corresponen al patró de difracció de Fresnel d'una aresta. Amb aquest efecte la visibilitat de les irregularitats sobre tot el perfil d'intensitats augmenta fins al 10% aproximadament.

El sistema òptic utilitzat per obtenir la distribució sobre la mostra permet variar fàcilment la dimensió del feix en la direcció Y (esquema 2.4). La dimensió del feix en aquesta direcció juntament amb la velocitat d'escombrada i la potència incident són els paràmetres clau per a l'aplicació. Aquesta dimensió del feix és pot variar entre 4mm i 28mm canviant la posició de la lent cilíndrica del sistema òptic. El perfil pel centre de la distribució d'intensitats en la direcció d'escombrada es mostra a la figura 2.38. Es pot observar com el perfil conserva aproximadament la forma gaussiana. Hi ha perfils entre

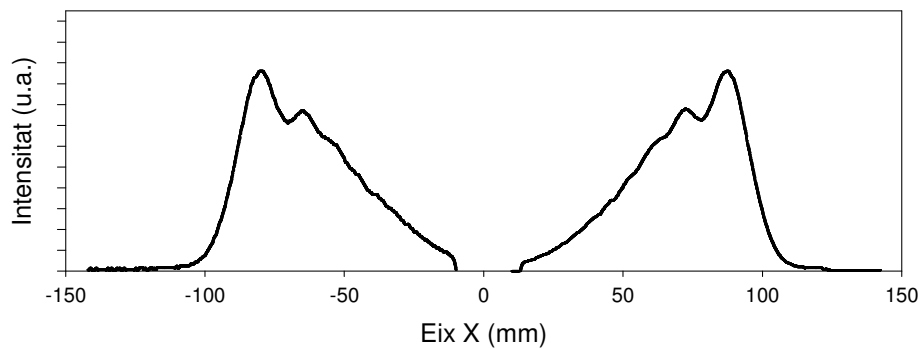
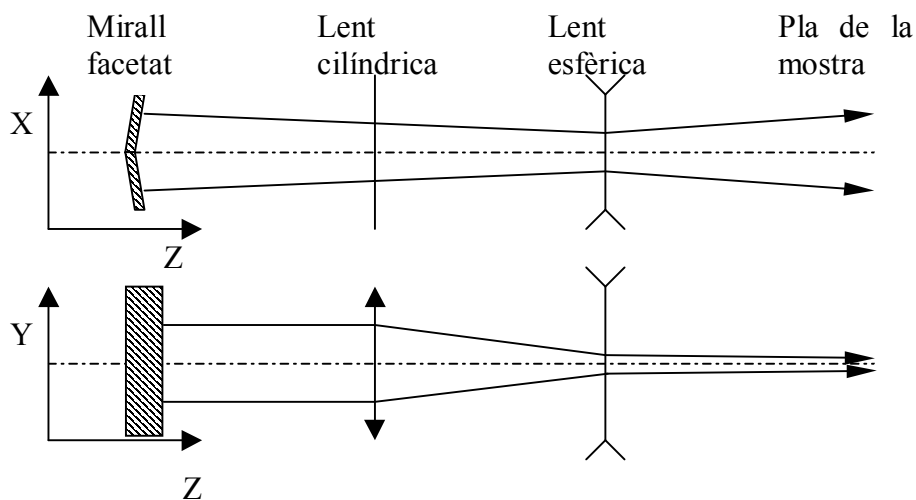


Figura 2.37.- Perfils d'intensitat experimentals on s'aprecia els efectes difractius d'una aresta. Per obtenir-los els feixos han estat separats prèviament.

la màxima i la mínima dimensió de la distribució d'intensitat. La mínima dimensió correspon a la posició on la lent cilíndrica enfoca el feix al pla de la mostra. Les mesures dels diferents perfils han estat preses movent la lent cilíndrica en passos de 5mm (indicats a la dreta de la gràfica) a partir de la posició de màxim enfoc.



Esquema 2.4.- Esquema del sistema òptic utilitzat per projectar el feix integrat per un mirall facetat de dues facetes sobre la mostra. La lent cilíndrica és convergent de 254mm de focal i l'esfèrica divergent de focal =-127mm.

La màxima amplada correspon a 28.5mm i la mínima a 3.87mm mesurades sempre a $1/e^2$ de la intensitat màxima.

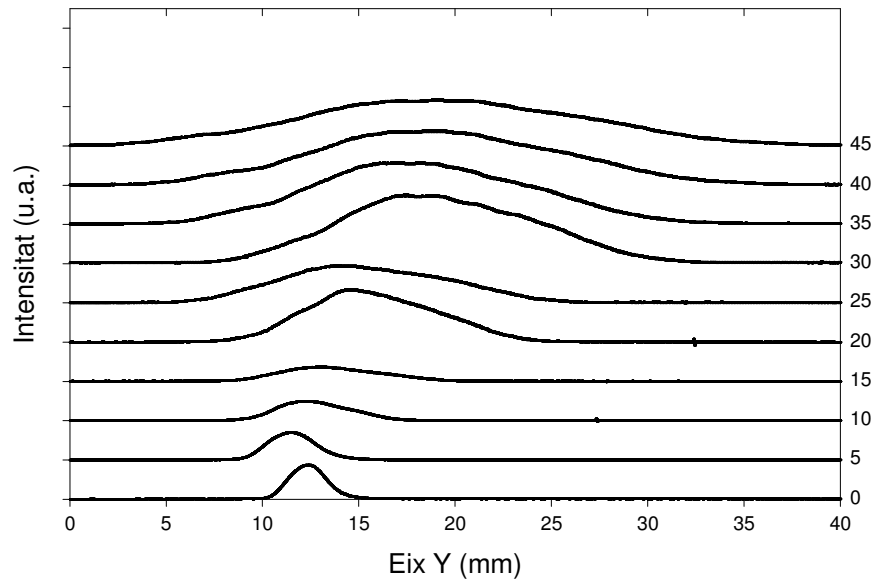


Figura 2.38.- Perfils centrals d'intensitat mesurats experimentalment per diferents amplades del feix integrat en la direcció d'escombrada. Mesurats amb un diafragma de diàmetre 1mm en la direcció Y. Les intensitats relatives són arbitràries.

2.3.3.- Feix obtingut amb calidoscopis.

Hem construït un calidoscopi per irradiar mostres estàticament amb una distribució uniforme d'intensitat de forma quadrada i dimensions al voltant de 50mm de costat. El muntatge experimental es pot veure a la figura 2.39. El calidoscopi és de coure polit, té una secció interior quadrada de 4mm d'aresta i la seva longitud és de 70mm. Les tres lents, la lent focalitzadora i les dues del sistema de projecció, s'escullen entre les disponibles per tal de canviar la integració (lent focalitzadora) o de variar les dimensions de la distribució final sobre la mostra. L'objectiu és que el sistema de projecció tingui un augment total de $m \sim 12.5$ per formar una distribució sobre la mostra

de ~50mm de costat. S'ha treballat amb diversos sistemes de projecció, tots ells formats per dues lents. Els dos sistemes més utilitzats han estat els següents: Un format per dues lents convergents, una primera de focal 63.5mm i diàmetre 25.4mm i una segona de focal 190mm i diàmetre 38.1mm, aquest sistema proporciona 12 augments; un segon sistema format per una lent divergent de -127mm de focal i diàmetre 25.4mm i una segona lent convergent de focal 190mm i diàmetre 38.1mm que proporciona 9 augments. El feix làser utilitzat ha estat sempre el que té una distribució d'intensitats corresponent a un mode TEM01^{*}. Les mesures per caracteritzar el feix s'han fet totes sobre el pla de la mostra ja que no és possible fer-ho directament a la sortida de la guia on hi ha el pla de millor integració.

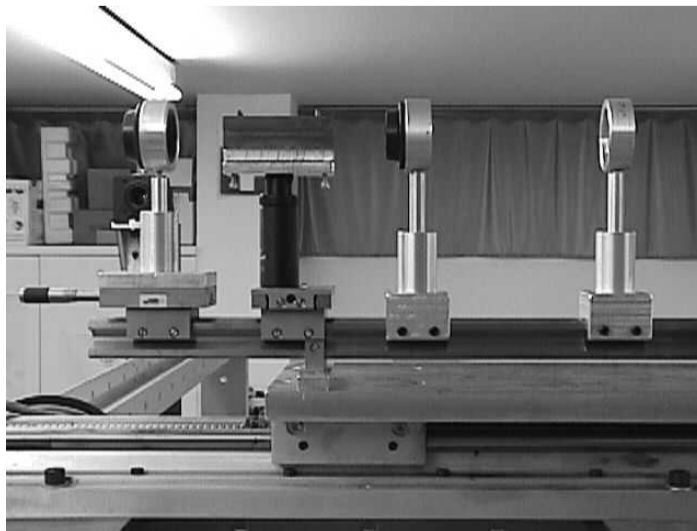


Figura 2.39.- Foto del sistema òptic utilitzat per integrar el feix amb el calidoscopi.

La distribució d'intensitats obtinguda sobre el pla de la mostra presenta un patró interferencial força marcat. Podem observar el patró d'interferències sobre les plaques visualitzadores a la figura 2.40.

Es pot apreciar com el patró interferencial té una periodicitat variable en funció de la posició a la distribució. Aquestes inhomogeneïtats ja han estat simulades a l'apartat anterior (figura 2.27). Val a dir que hi ha altres factors de caire experimental que també influeixen a la distribució d'intensitats. El més important és l'alineació del calidoscopi, cal col·locar-lo absolutament paral·lel a l'eix òptic del sistema i centrat. El calidoscopi està muntat sobre un suport que permet la seva total mobilitat, malgrat això resulta molt difícil d'alinear degut a que és molt llarg i, per tant, sempre hi haurà pertorbacions sobre el patró interferencial. Cal destacar que una petita desviació té una

afectació múltiple, és a dir, si ho comparem amb un mirall facetat és com si desalineéssim totes les facetes a la vegada i no només una, com pot ocórrer en un mirall

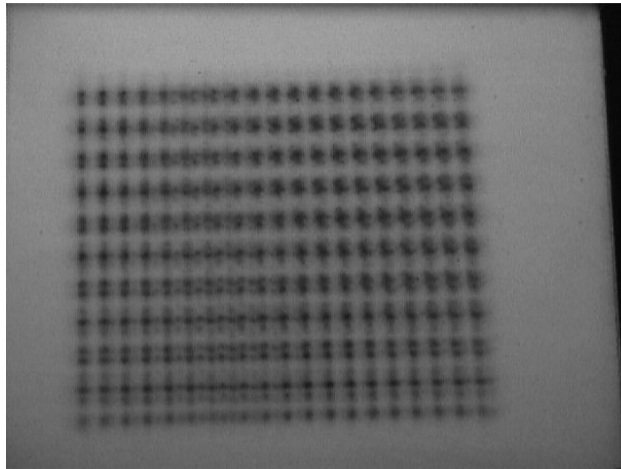


Figura 2.40.- Foto sobre les plaques visualitzadores del patró interferencial obtingut amb el calidoscopi.

facetat. Malgrat que el patró interferencial no és homogeni el seu promig si que ho és i, la distribució d'intensitats sense tenir en compte el patró interferencial és un quadrat homogeni.

Podem veure la distribució d'intensitats escombrada amb un detector piroelèctric i un diafragma de diàmetre 1mm a la figura 2.41. A la part superior observem una gràfica en tres dimensions on podem apreciar que les ondulacions degudes a les interferències no tenen una visibilitat elevada, són ondulacions sobre un fons uniforme d'intensitat. A la figura central veiem un diagrama de corbes de nivell on es pot apreciar la poca uniformitat del patró interferencial. Els màxims i mínims varien d'amplada i alçada de forma desordenada. Cal destacar que les dues gràfiques han estat generades a partir de perfils individuals al llarg de la distribució d'intensitats i separats entre ells 1mm, que és la dimensió del diafragma que hi ha davant del detector. En aquestes condicions podria semblar que el diafragma d'1mm de diàmetre estigués integrant les interferències i per això no s'apreciés una visibilitat elevada. No és aquest el cas, ja que hem escombrat la distribució amb un pinhole (0.2mm de diàmetre) i els resultats eren els mateixos, però el pinhole era molt sensible als canvis de temperatura produïts en escalfar-se amb el làser i pertorbava les mesures tant llargues. A la part inferior de la figura es mostra un perfil individual del mig de la zona on es poden apreciar algunes d'aquestes característiques amb més detall.

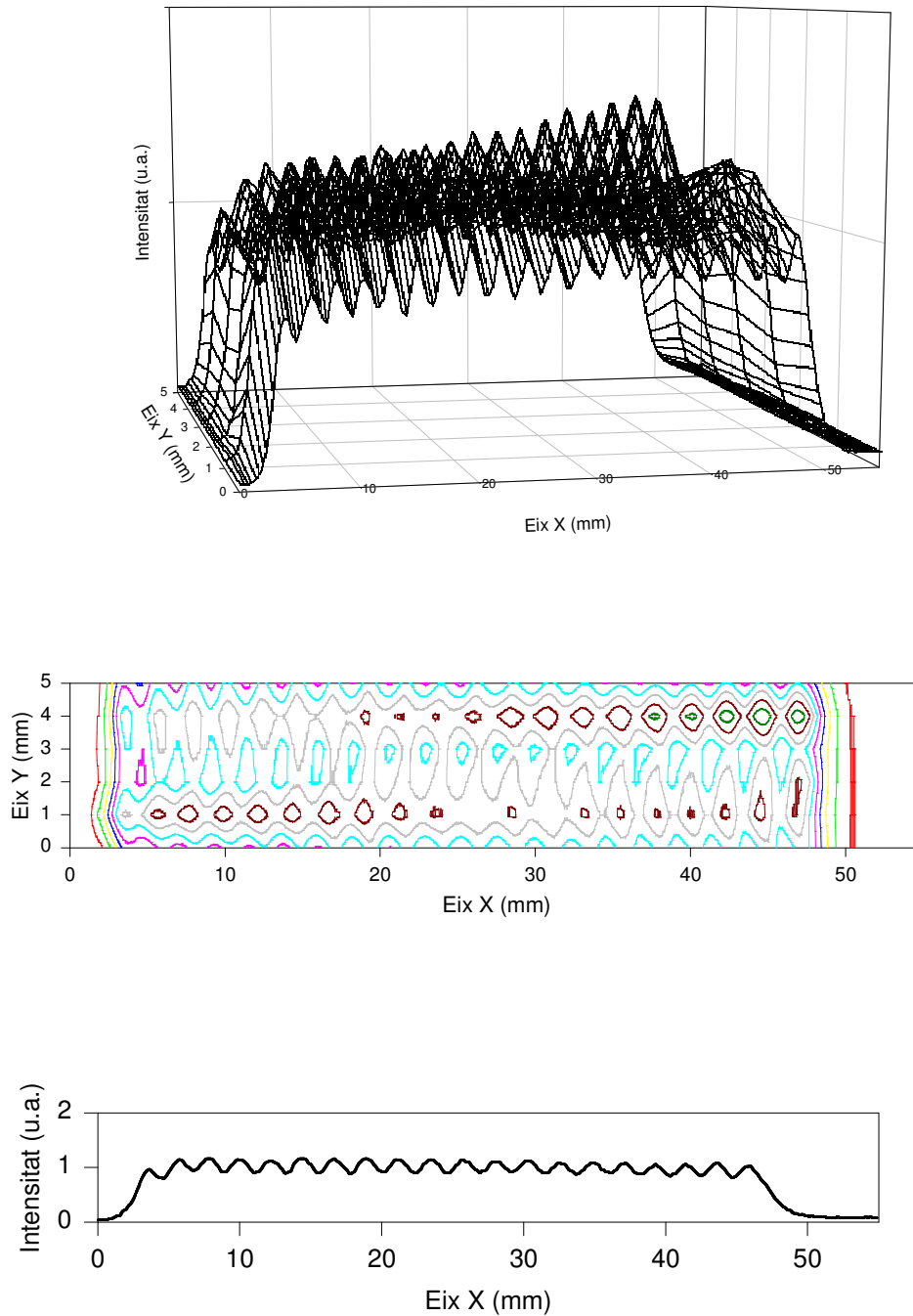


Figura 2.41.- Mesures experimentals del patró d'intensitat produït en integrar el feix amb un calidoscopi. A dalt gràfica en tres dimensions, al mig projecció amb corbes de nivell i a baix un perfil central de la distribució mostrada.

També hem mesurat els canvis al patró interferencial variant la posició de la lent focalitzadora. Segons el que hem establert anteriorment a l'apartat 2.2.3, això és equivalent a modificar la longitud del calidoscopi, la qual es mesura a partir del punt en el que s'ha focalitzat el feix làser.

A la figura 2.42 podem veure com varia el patró interferencial en funció de la longitud del calidoscopi. Hem variat la posició de la lent focalitzadora en increments de 5mm de manera que la longitud equivalent de la guia també varia en increments de 5mm. Es mostren perfils al llarg de la distribució d'intensitats per longituds equivalents de 60mm, 65mm, 70mm, 75mm i 80mm. Aquestes longituds combinades amb un lent focalitzadora de 50mm equivalen a tres i quatre reflexions del raig marginal.

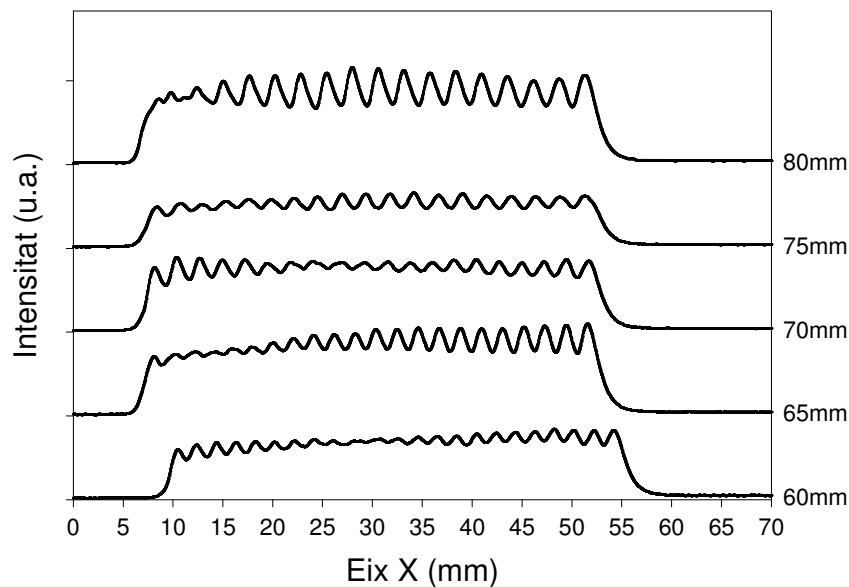


Figura 2.42.- Mesures experimentals dels patrons interferencials en canviar la longitud del calidoscopi. La longitud equivalent es mostra en mil·límetres a la dreta de la gràfica. Les intensitats relatives no són significatives.

Podem apreciar com el patró interferencial canvia força en variar la longitud. Si la longitud augmenta, també ho fa el període del patró i veiem com el nombre de màxims d'interferència disminueix en augmentar la longitud del calidoscopi. També canvien la visibilitat (entre 0 i 40%) i la uniformitat del patró, aquests de forma suau.

Un altre paràmetre important per avaluar el comportament del calidoscopi és el seu rendiment energètic. Ja hem vist que si la longitud augmenta també ho fan les pèrdues per reflexió i que cal optimitzar la longitud del calidoscopi. Les mesures experimentals del rendiment energètic de la guia són molt similars si el nombre de reflexions del raig marginal és el mateix i varien en canviar el nombre de reflexions. Hem mesurat rendiments de aproximadament el 80% si el raig marginal fa tres reflexions i rendiments aproximats del 60% si el raig marginal en fa quatre. Aquestes mesures estan molt per sota de les predites a la simulació (figura 2.26) i sembla que el coeficient de reflexió (95%) estimat com un cota inferior encara és massa gran per les condicions reals de l'experiment. Cal destacar que el nivell de poliment intern de la guia no és l'òptim i pot produir més dispersió de la desitjable. També poden influir la variació de la reflectància amb la temperatura i les possibles pèrdues a les juntures de muntatge del calidoscopi.

Procés de poliment de vidre amb irradiació làser

Una de les tècniques tradicionals per obtenir superfícies de vidre polides és el poliment al foc. Aquest procés consisteix en escalfar el vidre, tota la peça en bloc, fins a una temperatura prou elevada perquè la viscositat disminueixi i la tensió superficial sigui capaç de reduir la superfície efectiva (polir). La temperatura a la que cal arribar, per polir en temps raonables, és més alta que la temperatura d'estovament i això fa que sigui impossible mantenir la forma de la peça polida al final del procés.

El procés de poliment de vidre amb làser es basa en el poliment al foc. Es tracta de fer un poliment al foc localitzat en una fina capa de vidre superficial. Si aprofitem per un costat la gran absorció per part del vidre (enllaços Si-O) de la radiació infraroja ($10.6\text{ }\mu\text{m}$) del làser de CO_2 i per un altre els temps de processament reduïts, podrem escalfar una petita capa de vidre fins a la temperatura adequada perquè la tensió superficial sigui capaç de polir el vidre. Com que no tota la massa de la peça arribarà a escalfar-se prou per deformar-se, la peça conservarà la forma inicial donada en els processos previs de conformat, desbastat i afinat.

En el temps que ha durat aquest projecte, s'han irradiat alguns centenars de mostres (veure l'apèndix C). Per tal de sistematitzar el procés i atendre el rigor científic necessari calia establir un protocol d'irradiació. Aquest protocol comprèn la caracterització prèvia, el procés d'escalfament, irradiació i recuit, i la caracterització final de les mostres irradiades. Les mostres irradiades procedeixen majoritàriament d'un conveni de recerca [C-1807-93] amb les empreses INDO S.A. i ESSILOR S.A. La pràctica totalitat dels resultats que es presenten corresponen a aquestes mostres.

3.1.- Característiques de les mostres.

Per caracteritzar les mostres cal conèixer tant la forma geomètrica de les superfícies (esfèriques en el nostre cas) com la seva textura superficial. La textura superficial de les mostres està formada per rugositat, ondulacions o *waviness* i un patró característic en forma d'espiral (podeu consultar les normes relatives a la textura superficial a l'apèndix B).

La caracterització inicial de les mostres l'ha realitzat l'empresa ESSILOR S.A. mitjançant l'obtenció d'un perfil de rugositat i un de la desviació de la forma geomètrica nominal (veure l'apèndix C). Nosaltres només podem caracteritzar al nostre laboratori aquelles mostres amb rugositat inicial menor (acabat SU 2-4 μm) i amb restriccions. Aquestes mostres han estat caracteritzades tant en la rugositat inicial com en les ondulacions.

Cada tipus de defecte s'ha de mesurar en la seva pròpia longitud de mesura. Per a això s'ha emprat un microscopi interferencial amb desplaçament de fase comercial (PROMAP 512) amb diferents objectius interferencials: un objectiu tipus Mireau de 40X per mesurar la rugositat i un objectiu tipus Michelson de 2.5X per analitzar les ondulacions. Cal destacar que per mesurar els elements de la textura superficial cal eliminar les contribucions de la resta de defectes. Per exemple, per mesurar la rugositat

(defectes de major freqüència espacial) d'un perfil cal eliminar tots aquells defectes de període espacial gran (forma, ondulacions) per posar de manifest les desviacions de rugositat respecte del perfil mesurat.

A les figures 3.1 i 3.3 es mostren en mapes en 3D i en perfils pel centre d'aquests mapes la rugositat de dos tipus característics de les mostres que s'han irradiat. Pot apreciar-se clarament que la separació entre pics (o valls) consecutius està entre 10-50µm amb diferències d'alçada P-V inferiors a 1µm. Això significa pendents de l'ordre de 10^{-2} (mesurada com el quocient entre la profunditat i l'extensió espacial). Hi ha algunes zones de la superfície que no poden ser mesurades pel perfilòmetre i apareixen com àrees en blanc, aquestes zones falsegen el resultat, ja que en ser les seves desviacions molt grans no poden ser mesurades i la seva contribució no es computa en el càlcul dels paràmetres R_a i P-V.

Analitzant les mateixes mostres amb menys augments, es posen de manifest les components de la textura superficial amb períodes espacials mitjans distribuïts aleatòriament que s'anomenen ondulacions (figures 3.2 i 3.4). Valors de les ondulacions típics entre les mostres analitzades són valors P-V <500nm amb períodes espacials de l'ordre de 2mm, amb pendents resultants de l'ordre de 10^{-4} . Igualment existeixen zones del perfil que no poden ser mesurades i corresponen als defectes amb pendents locals majors. La textura lligada al patró espiral induït per la màquina eina en les etapes de desbastat i afinat es mostra a la figura 3.4. Com es pot observar aquest patró genera un perfil amb defectes de l'ordre de les ondulacions però amb una distribució geomètricament ben determinada. Cal destacar que sobre del patró espiral hi ha una gran acumulació de defectes puntuals.

Amb el mateix mètode s'ha caracteritzat una mostra polida per mètodes tradicionals que servirà com a mostra de referència per avaluar els resultats. A la figura 3.5 es pot observar el patró de rugositat i a la figura 3.6 el patró d'ondulacions d'una d'aquestes mostres. Com es pot apreciar el valor de la rugositat és de l'ordre del nm (valors de referència $R_a < 2\text{nm}$ i P-V <50nm) i les ondulacions tenen valors P-V per sota de 15nm. La diferència dels valors de textura inicial de les mostres processades permetrà també determinar la influència que l'estat superficial de les mostres té sobre el nivell de poliment obtingut.

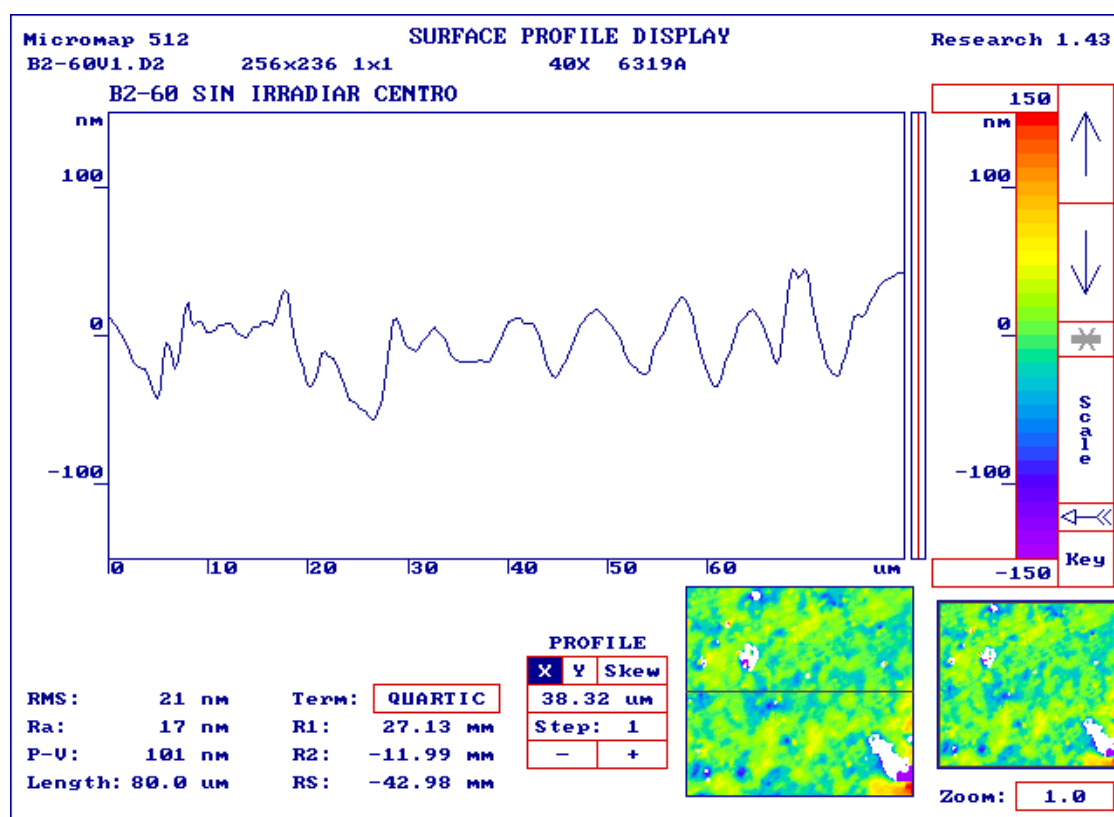
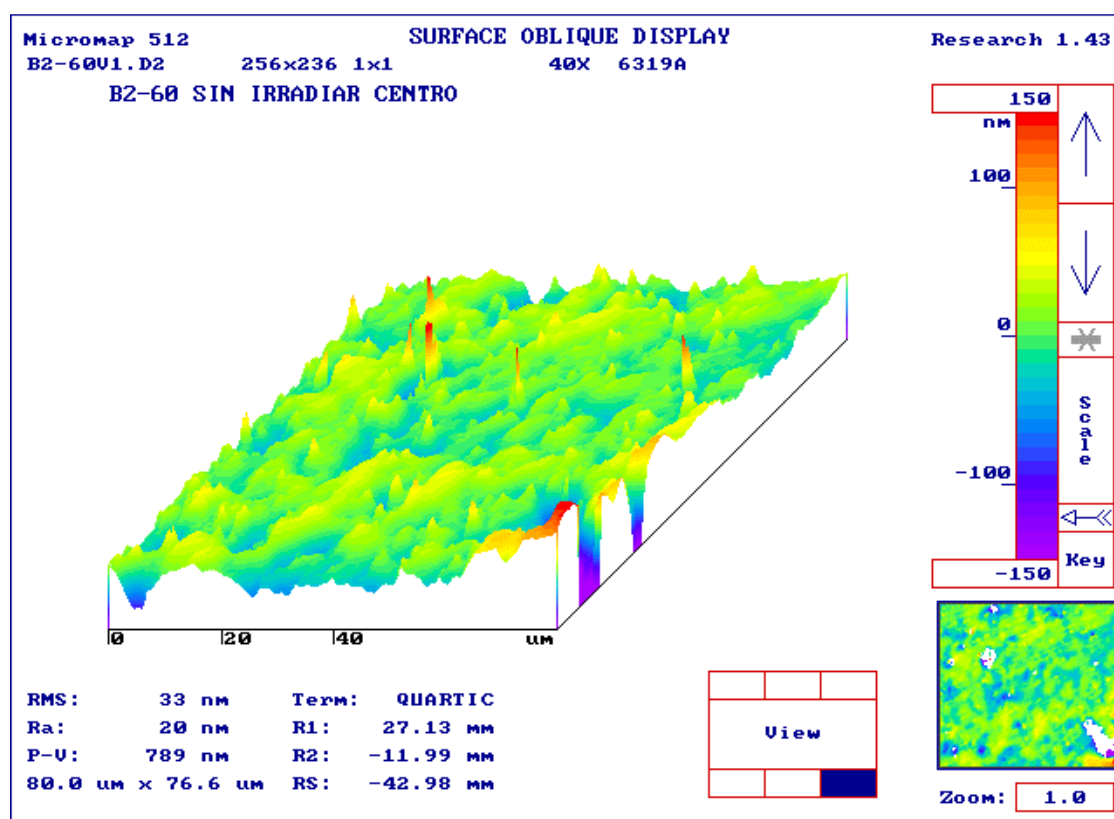


Figura 3.1.- Superfície inicial i rugositat d'una mostra amb acabat SU 2-4 μm

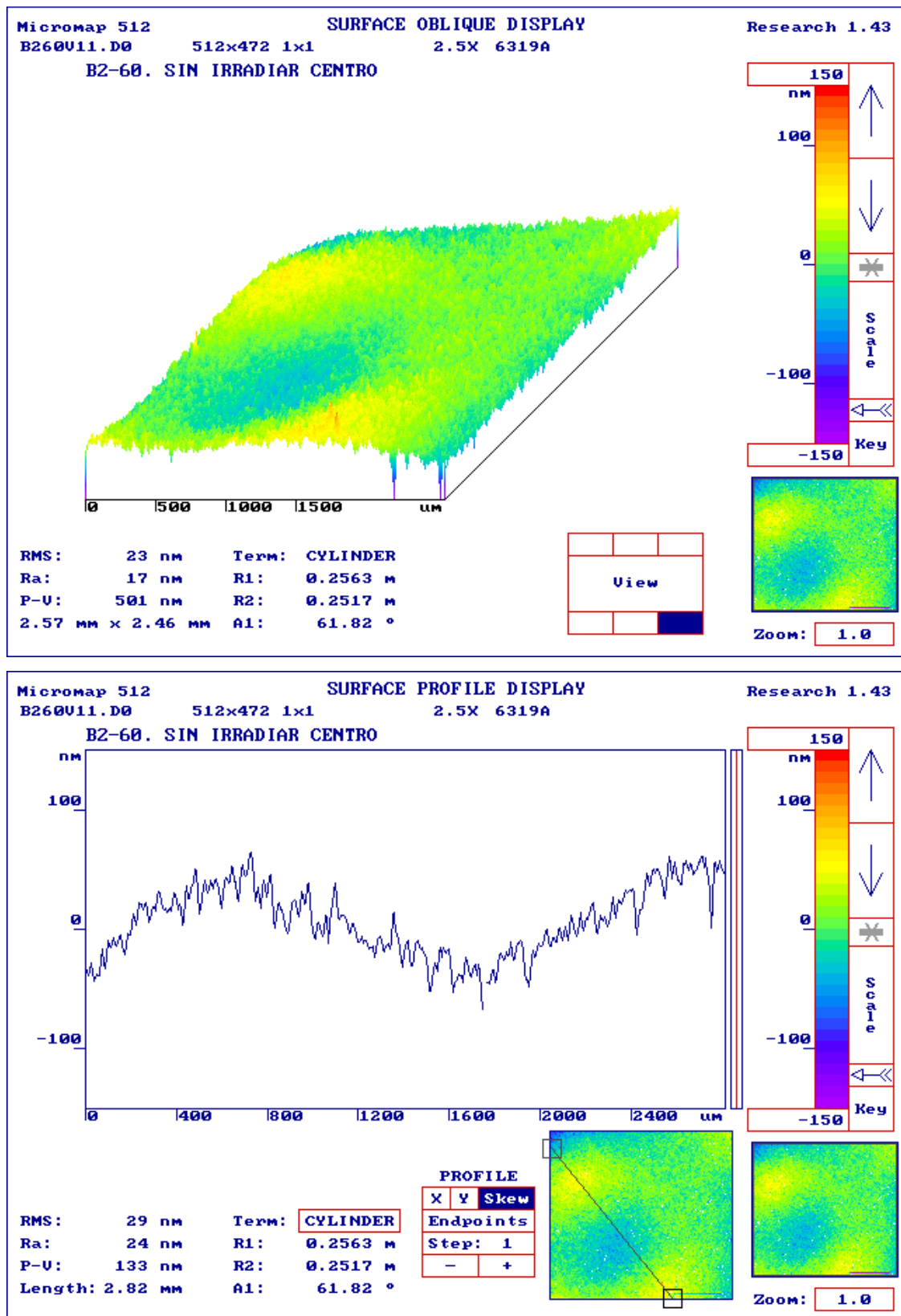


Figura 3.2.- Superfície inicial i perfil amb ondulacions d'una mostra amb acabat SU 2-4 μm

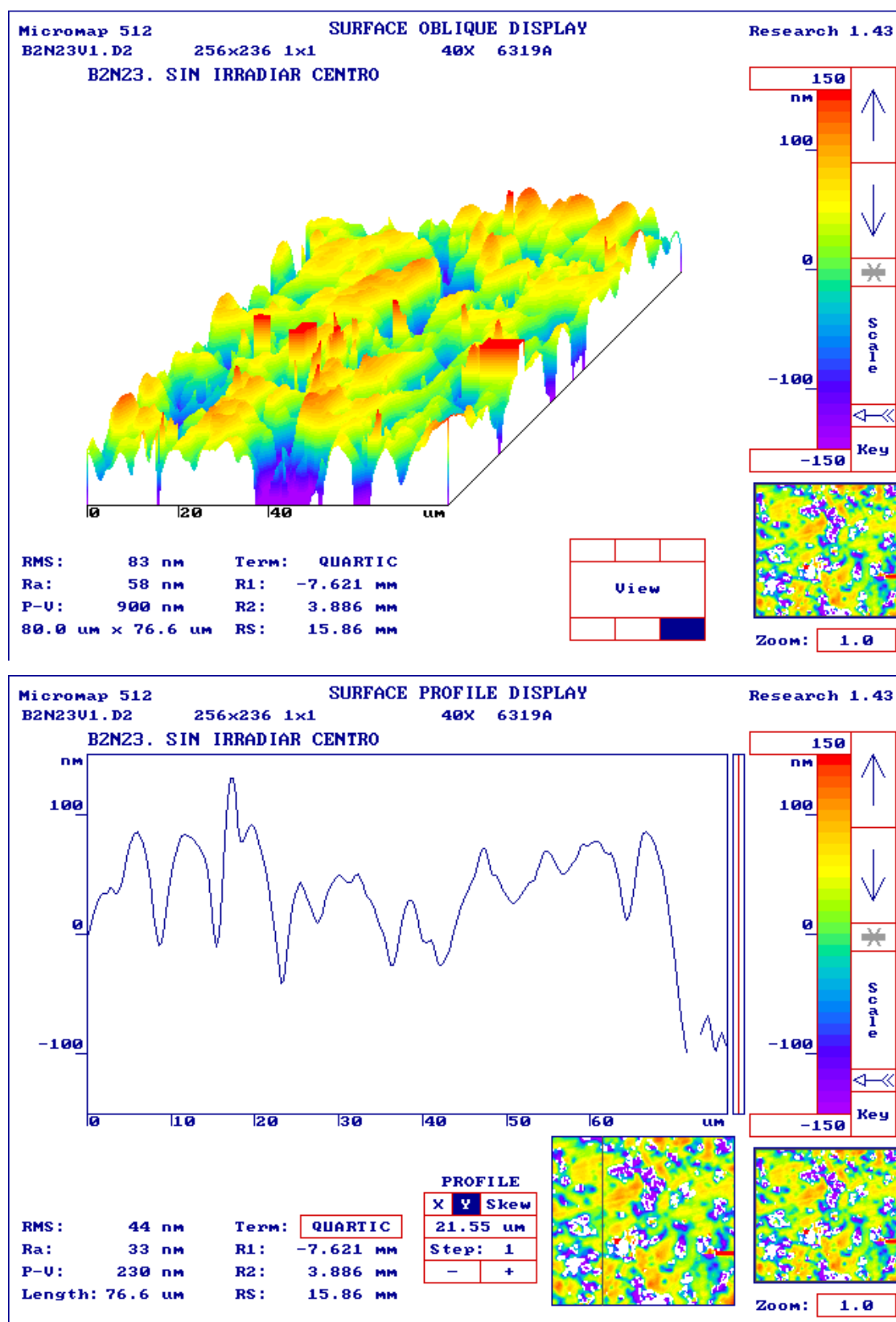


Figura 3.3.- Superfície inicial i rugositat d'una mostra amb acabat SU 2-4 μm + SU 5-10 μm

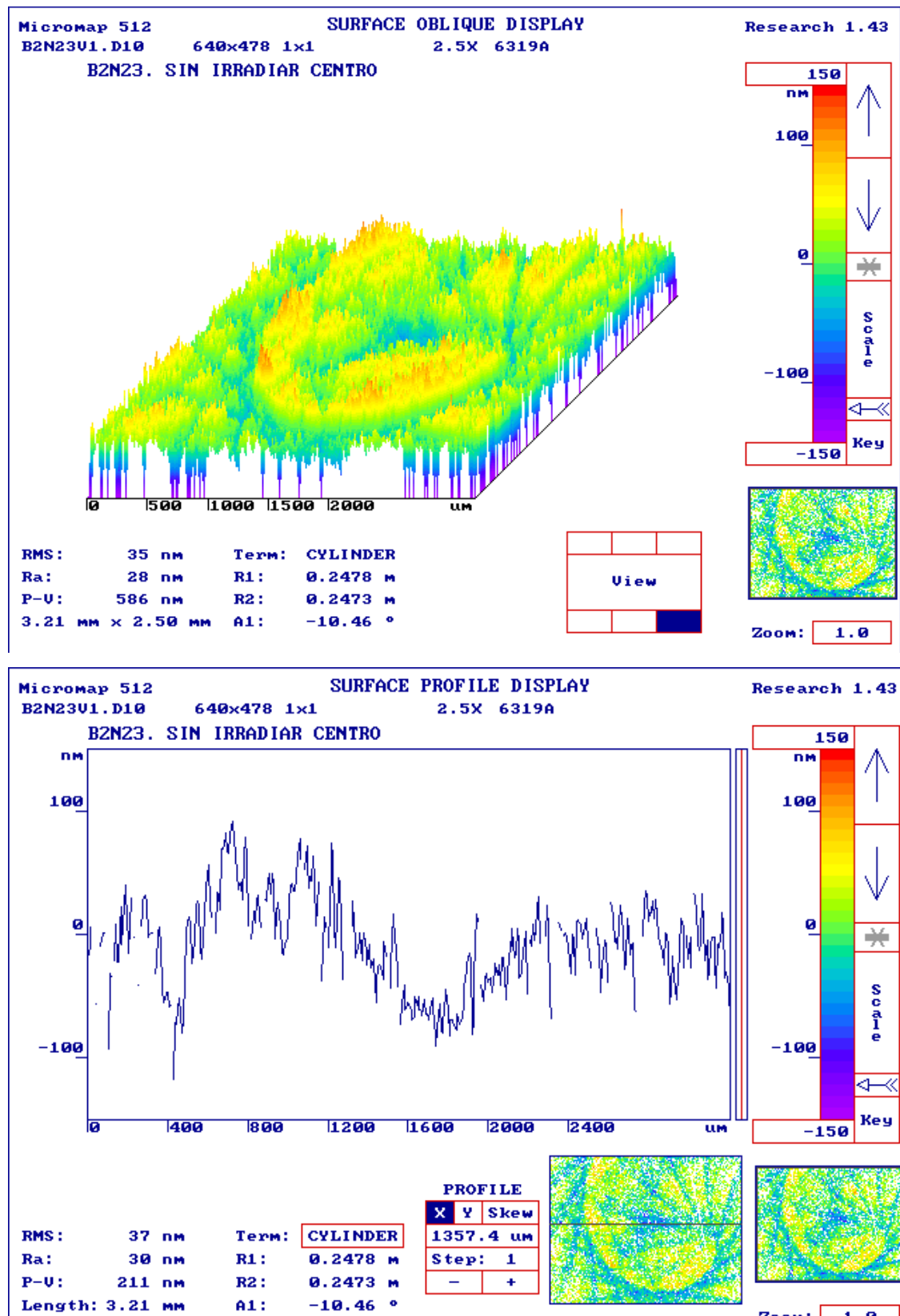


Figura 3.4.- Superfície i perfil amb ondulacions d'una mostra amb acabat SU 2-4 μm
+ SU 5-10 μm

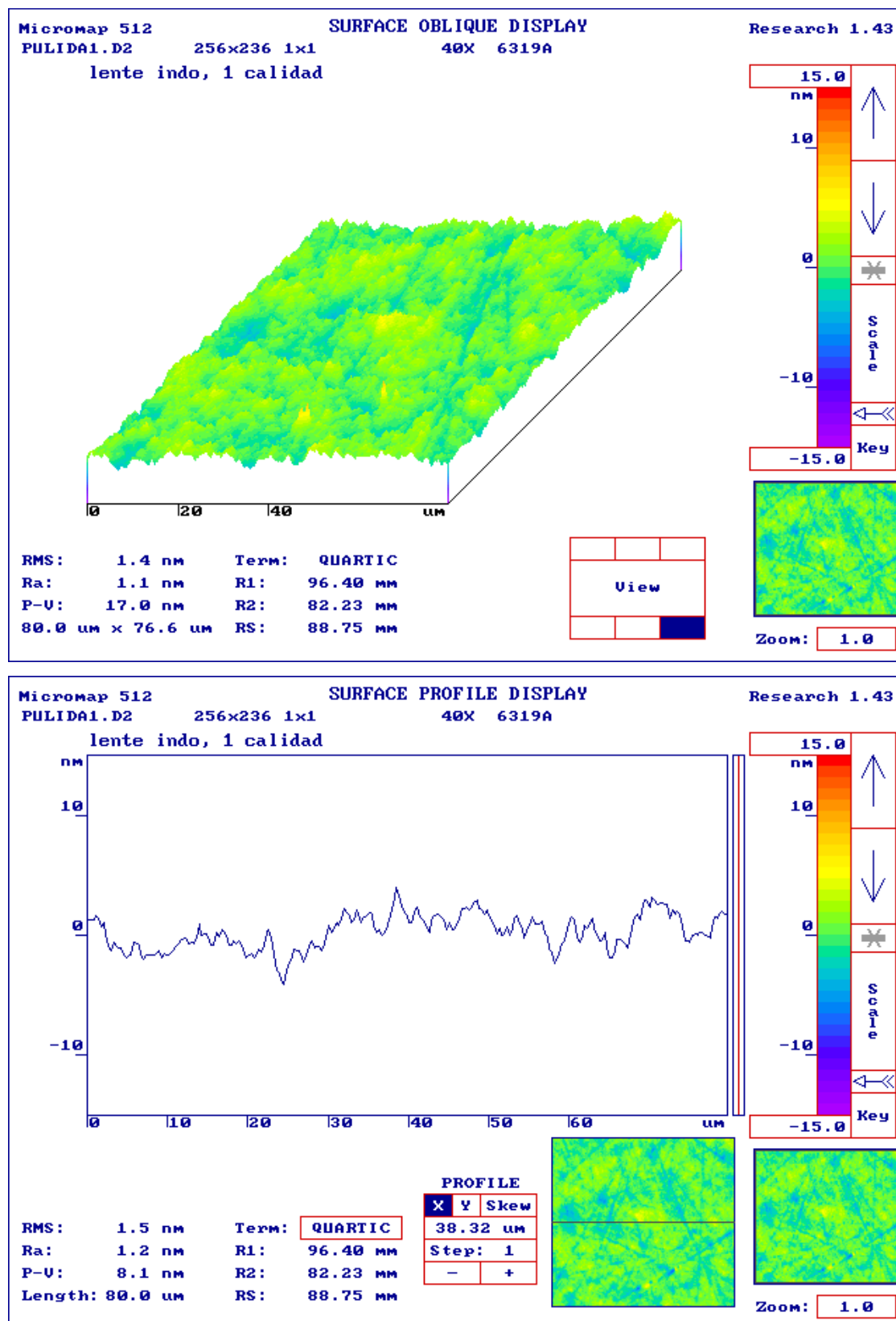


Figura 3.5.- Superfície inicial i rugositat d'una mostra polida convencionalment.

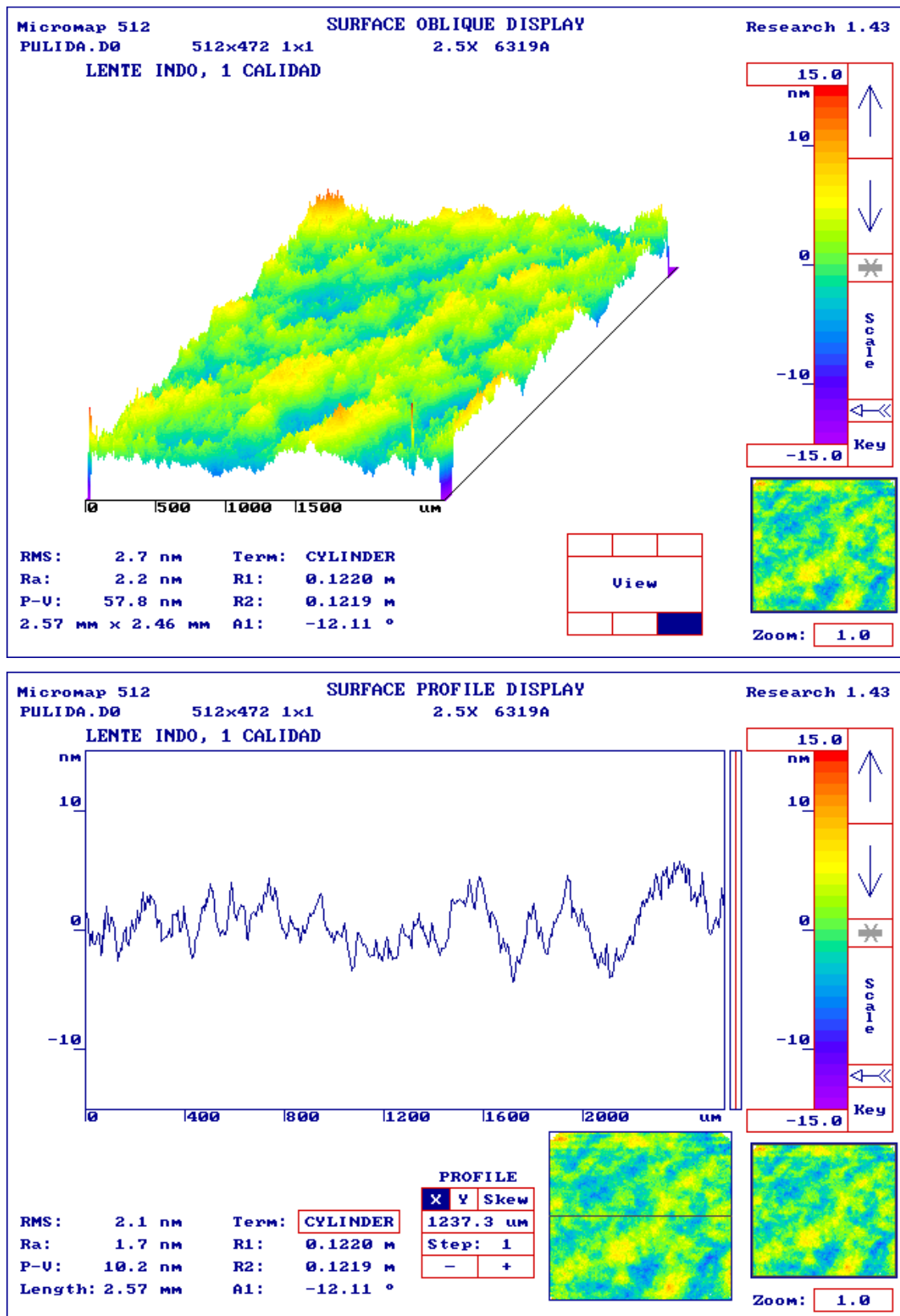


Figura 3.6.- Superfície inicial i perfil d'una mostra polida convencionalment.

3.2.- Procés tèrmic i protocol d'irradiació.

Per tal d'evitar la creació de tensions internes que provoquin la ruptura, les mostres s'han d'escalfar abans de la irradiació làser fins a una temperatura superior al punt de transformació (veure apèndix A). Aquesta temperatura s'ha de superar amb una mica d'escreix (10° - 20°) per assegurar que durant el procés d'irradiació en el que el forn està obert i apagat, la temperatura no baixa per sota d'aquest valor. En el nostre cas, la temperatura de transformació de les mostres utilitzades (TRC-33) és de 530°C i el forn s'escalfa fins a una temperatura de consigna de 550°C .

El ritme d'escalfament no és un paràmetre crític i el vidre es pot escalfar ràpidament. El forn que utilitzem és capaç d'escalfar les mostres fins a 550°C en 90 minuts. Un cop assolida la temperatura de consigna, el cicle programat fa romandre la mostra a aquesta temperatura durant 20 minuts. Als primers 10 minuts la temperatura de la mostra s'estabilitza i uniformitza als 550°C . Seguidament es realitza la irradiació làser que dura aproximadament 1 minut. Durant aquest temps el forn està obert per la part superior i apagat. Seguidament el regulador PID recupera el control del forn i durant els següents 10 minuts torna a estabilitzar la temperatura a 550°C .

El procés de refredament és altament crític. Durant la irradiació la capa més superficial de vidre arriba a temperatures superiors als 1000°C i es refreda ràpidament (gradient $>10^3^{\circ}\text{C/s}$ ([Ocaña-96] en règim continu) i gradient $\cong 10^{7-8^{\circ}\text{C/s}}$ ([Veiko-92] i [Shiu-99] en règim polsat)) fins a temperatures lleugerament superiors a la temperatura de consigna (550°C). Degut als canvis estructurals que es produeixen al vidre al voltant de la temperatura de transformació cal refredar el vidre molt lentament (1°C/min.) en aquesta zona (veure apèndix A). En el nostre cas es baixa de 550°C a 510°C en 40 minuts. Un cop traspassada aquesta zona més crítica es pot augmentar el ritme de refredament a 4°C/min. sense por de induir tensions que fracturin les mostres. Baixarem així fins a 450°C , punt a partir del qual la mostra es refredarà lliurement.

Aquest és un procés de recuit típic utilitzat àmpliament a la indústria del vidre. Podem veure un esquema complet de tot el procés a la figura 3.7 on s'indica el moment del cicle en el que es realitza la irradiació.

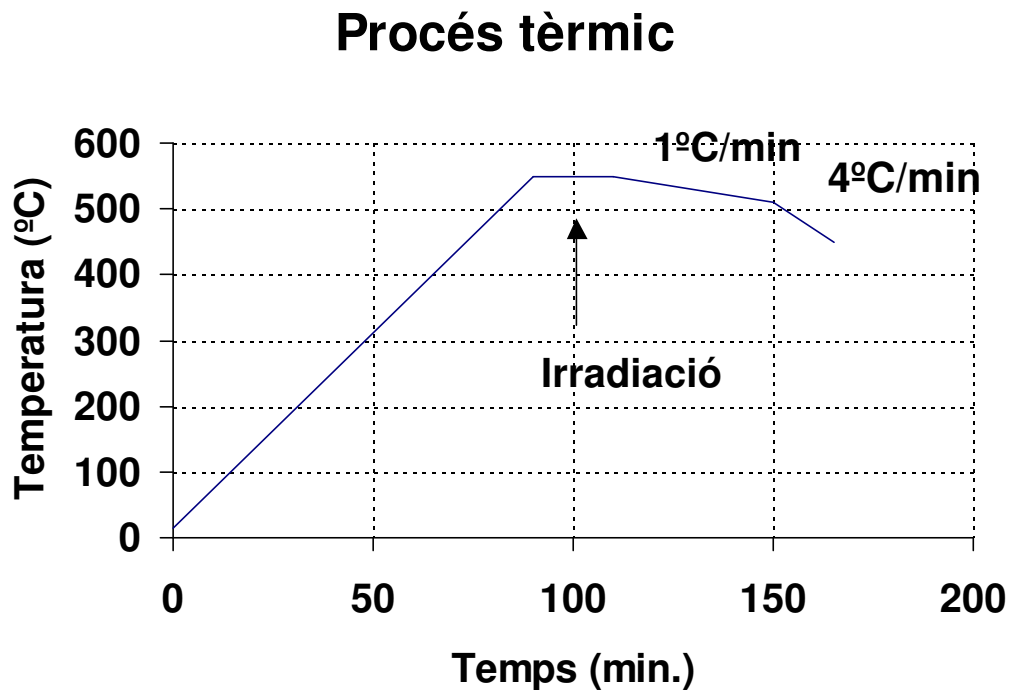


Figura 3.7.- Esquema del procés tèrmic aplicat a les mostres.

3.3.- Caracterització final de les mostres.

Un cop irradiades les mostres han estat estudiades tant en la forma final com en la textura superficial.

La forma final de les mostres ha estat avaluada mesurant la variació de la curvatura global de la mostra en dues direccions perpendiculars (en la direcció d'avanç del feix i en la direcció perpendicular a aquesta en el cas del feix escombrant sobre la mostra). Algunes mostres han estat enviades tant a INDO S.A. com a ESSILOR S.A. per ser mesurades amb més precisió. Aquestes empreses disposen d'aparells adequats per mesurar la forma de les superfícies tant en dues com en tres dimensions.

La textura superficial final ha estat mesurada íntegrament al nostre laboratori. S'ha avaluat tant la rugositat com les ondulacions (*waviness*). A cada mostra s'han mostrejat cinc punts en forma de creu, coincidint els eixos amb les direccions d'avanç del feix i la perpendicular en el cas del feix escombrant sobre la mostra. Es pot veure un esquema a la figura 3.8.

Per a mesurar la rugositat hem escollit perfils de 80 μm de longitud i per avaluar les ondulacions perfils de 2.5-3.2 mm de longitud. Aquests paràmetres ens permetran fer un estudi sistemàtic de la majoria de les mostres i estan d'acord amb els paràmetres proposats a les normes de mesura de textures superficials (veure apèndix B).

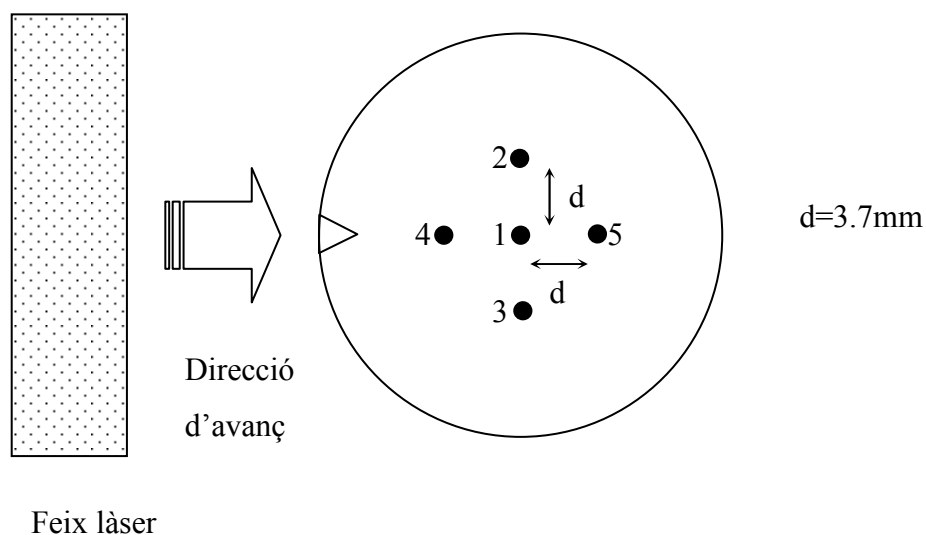


Figura 3.8.- Esquema de caracterització de les mostres.

Tot el procés d'irradiació i caracterització de cada mostra ha estat recollit a una fitxa de treball. En aquesta fitxa hi ha tant els paràmetres de la irradiació com els valors inicials i finals de rugositat. Podem veure un exemple a la figura 3.9. Posteriorment totes les dades han estat recollides en una base de dades pel seu fàcil processament.

TRACTAMENT DE VIDRE TRC-33 AMB LASER DE CO₂

CARACTERÍSTICAS DE LA MOSTRA ⇒

-R.int.=

-RUGOSITAT=

-R.ext.=

RUGOSITAT INICIAL:

TRACTAMENT

-POT. LASER=

$$-T_0 =$$

-SUPERPOSICIÓ=

-VELOCITAT=

-AMPLITUT PIEZO.=

-FOCALITZACIÓ=

-FREQ. PIEZO.=

RUGOSITAT FINAL:

OBSERVACIONES:

Figura 3.9.- Fitxa amb els paràmetres d'irradiació i caracterització.

3.4.- Paràmetres que defineixen la irradiació.

Per a modelar el procés d'irradiació de les mostres en funció dels paràmetres més rellevants (potència làser, dimensions del feix làser sobre la mostra i, temps si la irradiació és estàtica o velocitat d'escombrada si la irradiació és dinàmica) s'ha

dissenyat un gràfic on es representa el temps (t) en que està irradiat un punt de la mostra en funció de la irradiància (I) dipositada.

En aquest gràfic (figura 3.10) estan inclosos tots els paràmetres més rellevants. Si irradiem una mostra dinàmicament amb un feix làser de dimensions $\Delta x \cdot \Delta y$ mm², amb una potència de P watts i escombrant la mostra a una velocitat v m/s, aquesta irradiació vindrà representada en el gràfic com un punt (t, I) amb:

$$t = \frac{\Delta y}{v} \quad I = \frac{P}{\Delta x \cdot \Delta y}$$

que engloba els tres paràmetres més rellevants P, v i Δy .

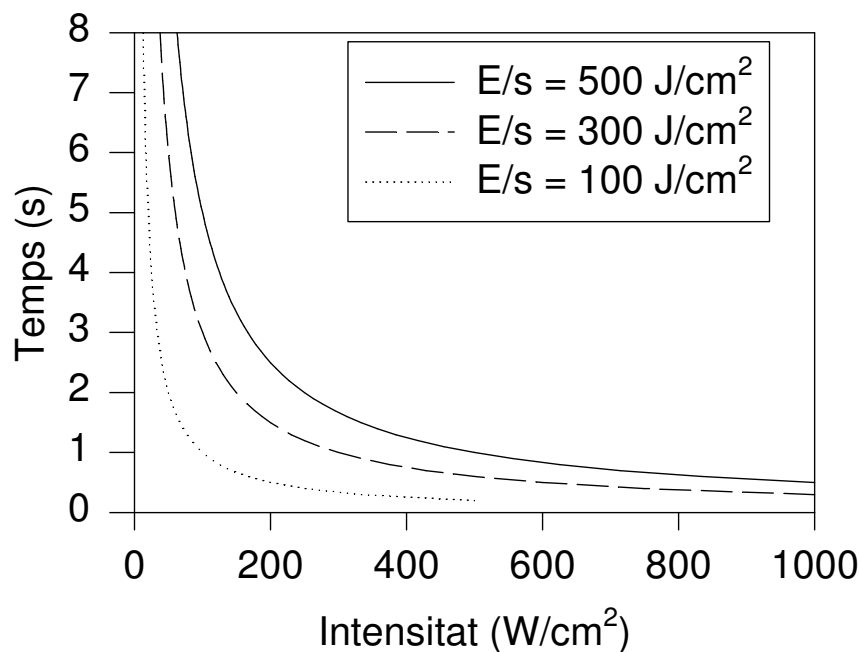


Figura 3.10.- Gràfic de temps d'irradiació d'un punt en funció de la intensitat per dipositar diferents nivells d'energia per unitat de superfície.

Per tant, una corba d'intensitat per temps constant representa a tots els processos que dipositen la mateixa energia per unitat de superfície. En aquest sentit denominarem a aquestes corbes isolínies.

Si la irradiació és dinàmica, cada procés (un punt (t, I) en el gràfic) es pot aconseguir amb diferents combinacions de P , Δy i v , sent aquestes combinacions 'absolutament' equivalents. Qualsevol combinació de P , Δy i v que representi el mateix punt (t, I) provoca la mateixa història d'irradiació en un punt de la mostra.

Per a entendre aquesta afirmació, si s'irradia un punt de la mostra amb una potència de 1000 W a una velocitat de 2mm/s amb un feix de dimensions $100 \times 4 \text{ mm}^2$ ($\Delta x \cdot \Delta y$) el procés d'irradiació correspondrà a un punt en el gràfic en el que el temps d'irradiació i la irradiància són respectivament:

$$t = 4 \text{ mm} / 2 \text{ mm/s} = 2 \text{ s} \quad I = 1000 \text{ W} / 100 \times 4 \text{ mm}^2 = 250 \text{ W/cm}^2$$

El mateix punt del gràfic ($2 \text{ s}, 250 \text{ W/cm}^2$) es pot aconseguir amb un feix més estret $100 \times 2 \text{ mm}^2$ a una velocitat de 1mm/s i dipositant una potència de 500 W:

$$t = 2 \text{ mm} / 1 \text{ mm/s} = 2 \text{ s} \quad I = 500 \text{ W} / 100 \times 2 \text{ mm}^2 = 250 \text{ W/cm}^2$$

Ambdós processos provoquen històries d'irradiació iguals ja que compensen l'amplada del feix amb la velocitat (figura 3.11).

Malgrat això, existeix una diferència bàsica entre aquestes dues maneres d'aconseguir el mateix procés (t, I) . Els gradients tèrmics laterals induïts depenen de l'amplada (Δy) del feix. Aquests són menors quant major és l'amplada del feix làser. Quant major és l'amplada del feix làser, més punts estan irradiats simultàniament i, per tant, menors són els gradients laterals induïts. A la figura 3.12 podem veure com amb el feix expandit (procés A) els punts de la superfície separats 1mm s'irradien quasi bé simultàniament. Quan el punt $y=4 \text{ mm}$ està al màxim de la irradiació, el punt $y=3 \text{ mm}$ està al final i el punt $y=5 \text{ mm}$ ja s'ha començat a irradiar. En el procés B, amb el feix focalitzat, quan el punt central $y=3 \text{ mm}$ està al màxim de la irradiació el punt $y=2 \text{ mm}$ ja

l'ha finalitzat i el punt $y=4\text{mm}$ encara no l'ha començat. En aquest cas els gradients laterals seran majors.

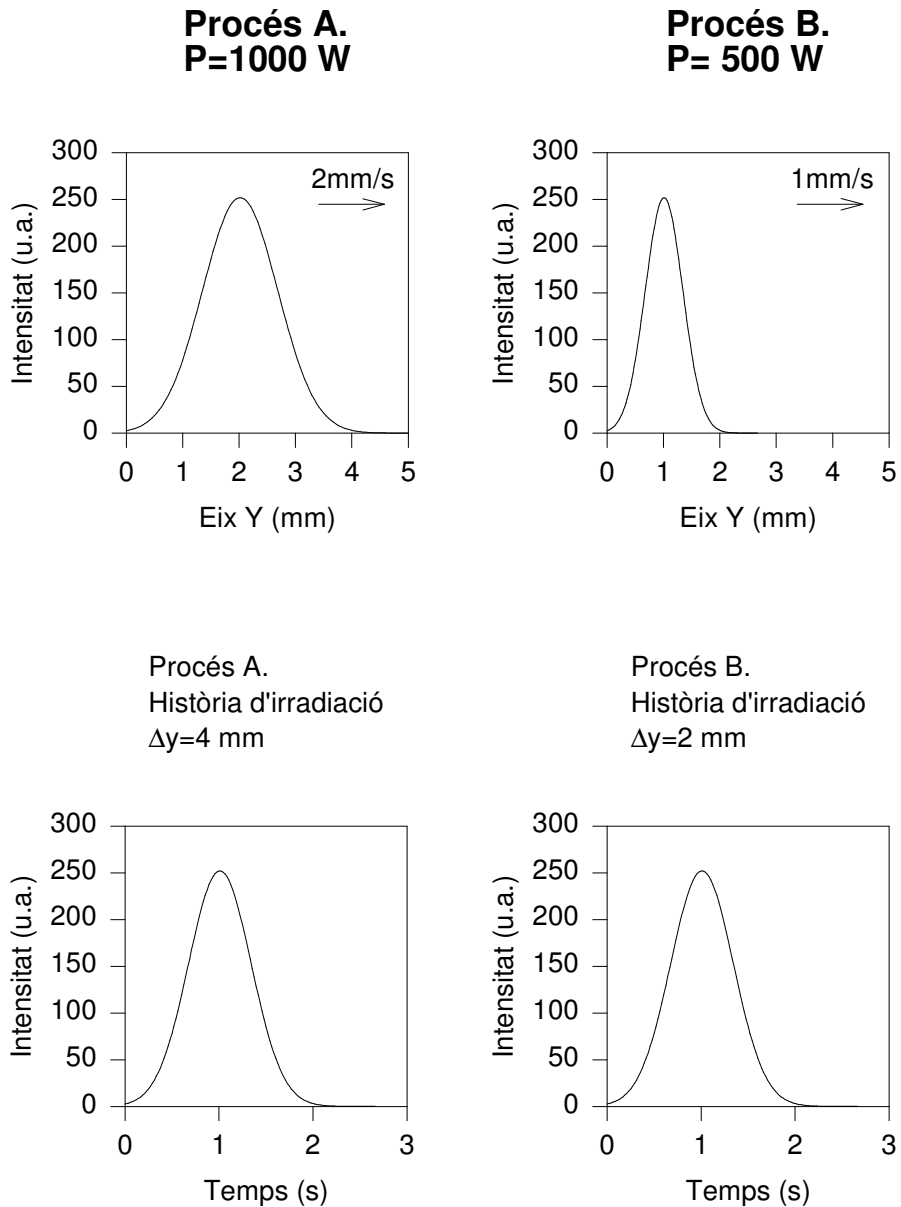


Figura 3.11.- Dos processos d'irradiació amb diferents paràmetres de potència, velocitat d'escombrada i focalització poden generar sobre un punt de la superfície de la mostra la mateixa variació de la intensitat en funció del temps.

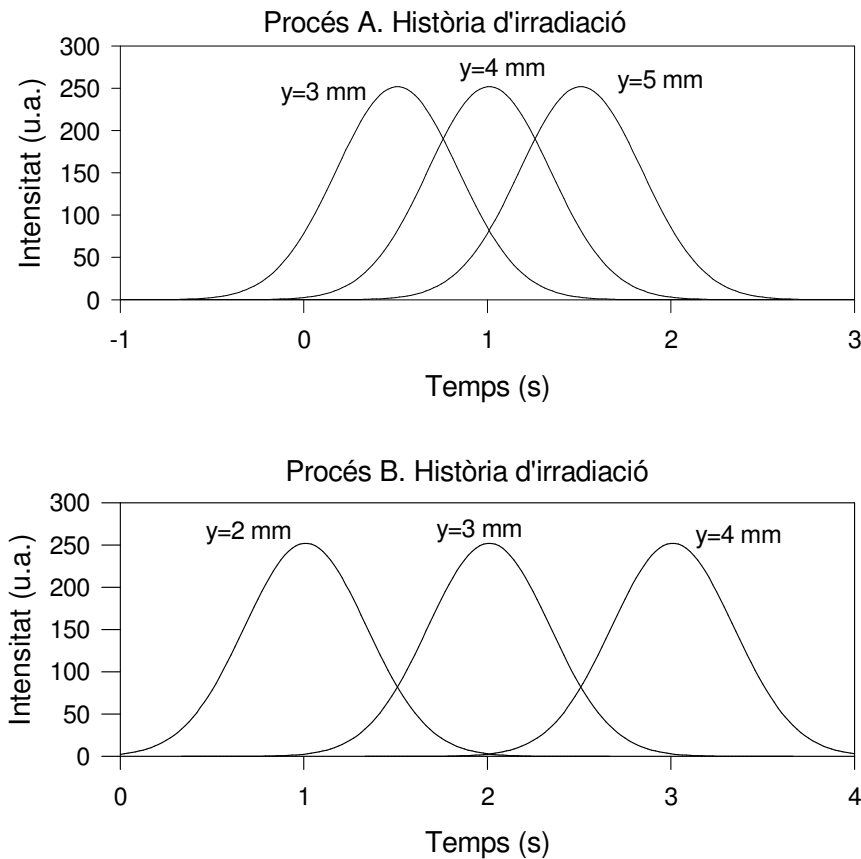


Figura 3.12.- Influència de la dimensió del feix làser (Δy) sobre els gradients laterals induïts amb un feix expandit (Procés A) i un feix focalitzat (Procés B).

Els processos són els mateixos que a la figura 3.11.

El disseny del sistema dinàmic experimental permet variar els paràmetres per canviar el procés (t , I). Un canvi en la velocitat implica un canvi inversament proporcional en el temps d'irradiació però no afecta a la irradiància. Canviar la potència implica una variació directament proporcional en la irradiància però no afecta al temps d'irradiació. D'una altra banda, canviar l'amplada del feix (Δy) sense variar la seva longitud Δx implica un canvi tant en I (inversament proporcional) com en t (directament proporcional) de tal manera que el producte ($I \cdot t$) es manté constant. Per tant si es varia

Δy la irradiació estarà representada en el diagrama en un punt sobre la mateixa isolínia (figura 3.13).

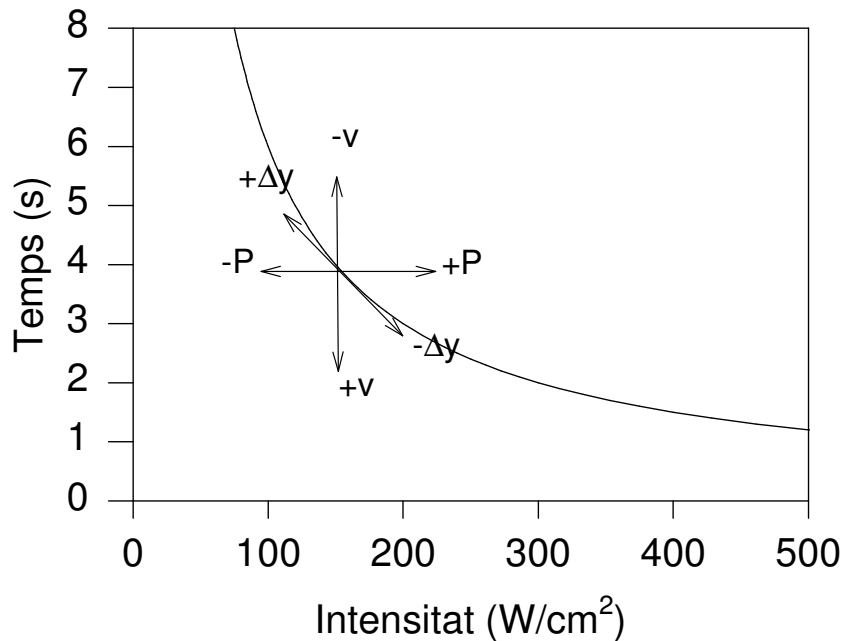


Figura 3.13 .- Diagrama de temps d'irradiació en funció de la intensitat làser indicant la influència dels paràmetres d'irradiació.

Un altre aspecte fonamental és que els processos dins d'una mateixa isolínia de $I \cdot t$, encara que mantinguin constant l'energia dipositada en cada punt **no són processos tèrmicament equivalents**, ja que l'energia ha estat dipositada amb 'dinàmiques' diferents. Així, els processos efectuats amb major temps d'irradiació i poca intensitat són processos en els que s'afavoreix l'escalfament de les capes interiors del material. Per un altre costat, els processos d'irradiació en els que el temps és menor i la intensitat és major, produeixen majors gradients de temperatura entre la superfície i les capes internes, reduint-se l'escalfament en profunditat. Sembla clar aleshores, que és en aquestes condicions darreres, en les que s'ha de dur a terme el procés de poliment, ja

que en un altre cas s'induiria un escalfament global excessiu de la mostra de vidre que provocaria una deformació macroscòpica.

D'acord amb la discussió anterior, els experiments dissenyats tenen com a punt de partida inicial obtenir gradients de temperatura en profunditat elevats amb el mínim increment de temperatura a l'interior del vidre.

Els resultats experimentals es presentaran i discutiran en termes de la modificació que indueix el procés de poliment làser als paràmetres de textura superficial de les superfícies (rugositat i ondulacions, preferentment). Així mateix, s'inclourà dins de la validació dels resultats les possibles modificacions de la forma geomètrica global de les mostres.

Resultats del poliment de grans superfícies de vidre.

En aquest capítol presentarem els resultats més rellevants obtinguts en el procés de poliment de vidre. Primerament veurem aquells resultats comuns a tots els sistemes d'integració i totes les tècniques d'irradiació utilitzades. Seguidament analitzarem cada tècnica d'irradiació per separat, presentant les característiques particulars pel que fa als resultats.

No pretenem fer una relació exhaustiva de les mostres irradiades. Aquest no és l'objectiu d'aquest treball. Presentarem els resultats més característics i significatius il·lustrats amb alguns exemples.

Els resultats presentats són els primers resultats obtinguts de mostres de vidre polides que no s'han fracturat en ser sotmeses a un procés de poliment amb làser de

Capítol 4.

CO₂, sobre vidres amb coeficient de dilatació en el rang $80-100 \times 10^{-7} / ^\circ\text{C}^{(1)}$. Ens trobem al principi del desenvolupament de la tècnica, i caldrà desenvolupar aquelles aplicacions per a les que és idònia i mirar de millorar aquells aspectes que la farien aplicable àmpliament. Els avantatges d'aquest mètode davant les tècniques convencionals són: l'aplicació amb independència del sistema utilitzat per a la generació de les superfícies i de la forma inicial de la superfície a tractar, la possibilitat de tractar superfícies esfèriques o asfèriques sense necessitat de canviar l'utillatge (motlles...), és una tècnica perfectament integrable en processos automàtics de producció i com que el feix làser és fàcilment transportable ja que no té cap inèrcia mecànica, és molt fàcil tractar superfícies de difícil accés.

Tots els resultats que veurem a continuació, són resultats obtinguts sobre àrees grans. El projecte en el que s'emmarca aquest treball definia molt bé els materials que calia utilitzar (bàsicament TRC-33) i les seves dimensions (peces circulars d'un diàmetre de 80mm). Aquest darrer aspecte determina les intensitats amb que s'han fet els experiments, ja que el làser més potent que disposem emet com a màxim 1700W de potència.

4.1.- Resultats comuns.

Com hem vist al capítol anterior, per situar les irradiacions realitzades és molt útil un gràfic on es mostri la intensitat i el temps utilitzats en la irradiació. A la figura 4.1 podem veure un gran part de les mostres irradiades situades en aquest gràfic i tres línies isoenergètiques per situar la densitat d'energia que s'ha utilitzat.

Es pot apreciar com les intensitats utilitzades han variat entre 30 i 350 W/cm², els temps d'irradiació d'un punt entre 0.35 i 12 segons, mantenint la densitat d'energia entre 100 i 500 J/cm². Les mostres representades han estat irradiades amb diferents sistemes d'integració del feix làser i utilitzant diverses tècniques d'irradiació.

¹ En contraposició els vidres de baix coeficient de dilatació (pyrex,...) tenen $\sim 30 \times 10^{-7} / ^\circ\text{C}$ i els d'alt coeficient de dilatació (calcogenurs...) $\sim 120-300 \times 10^{-7} / ^\circ\text{C}$.

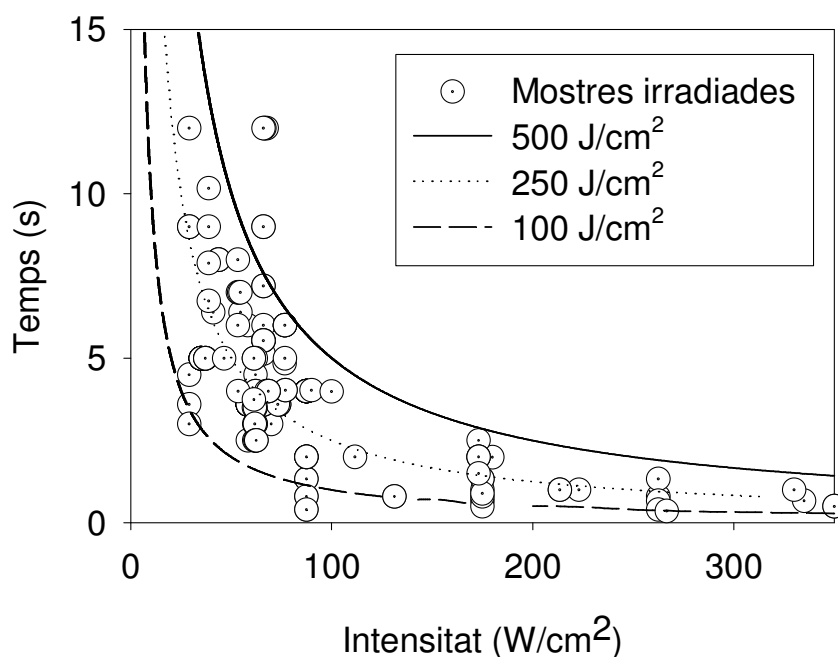


Figura 4.1.- Situació de les mostres irradiades en un gràfic de temps d'irradiació i intensitat.

D'aquest gran nombre de mostres podem extreure alguns resultats generals, comuns a totes elles. El fet que hi hagi resultats comuns assolits amb mostres que presenten variacions, tant en els estats inicials (de rugositat i de radi de curvatura) com en els tractaments (intensitats, temps, energies, tècniques d'irradiació...), fa que siguin resultats estadísticament representatius i que, per tant, es puguin prendre com a propis del procés de poliment de vidre amb làser de CO₂.

La rugositat de freqüència espacial més gran es redueix notablement si s'assoleix la temperatura adequada a la superfície.

La rugositat té un període espacial menor d'algunes micres. Si estimen el pendent dels defectes com el quocient entre la seva profunditat i la seva extensió

espacial, el resultat és de l'ordre o major de 10^{-2} . A les mostres que hem irradiat, l'amplitud de la rugositat inicial (mesurada com R_a) variava entre 20 i 500nm. Per tots aquests valors és possible, amb irradiació làser, reduir la rugositat fins a valors de poliment òptic ($R_a < 2\text{nm}$).

No es fàcil estimar la intensitat i el temps necessaris per polir la superfície fins a un nivell òptic de forma general. Això cal fer-ho per a cada sistema d'irradiació, ja que les dinàmiques tèrmiques de cada sistema són diferents. A les irradiacions on el feix escombra la mostra cada punt es escalfat amb un perfil d'intensitat gaussià, mentre que en les irradiacions estàtiques és un perfil constant.

A la figura 4.2 podem veure el mateix gràfic que a la figura 4.1 però amb informació de la rugositat resultant després de la irradiació. La informació sobre la

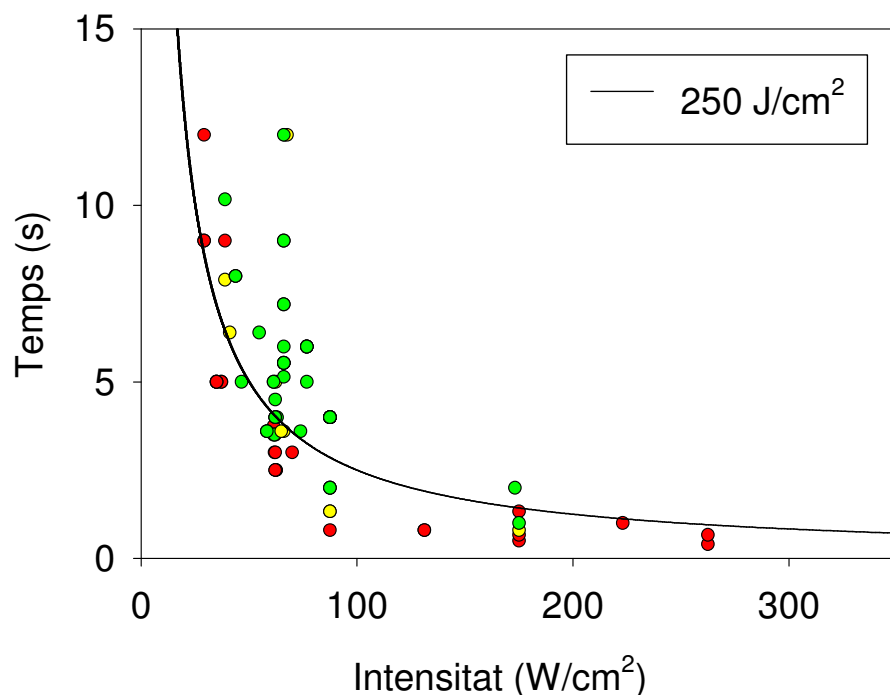


Figura 4.2.- Gràfic de temps d'irradiació i intensitat amb indicació del nivell de poliment de les mostres.

rugositat segueix un codi de colors, les mostres de color verd tenen uns paràmetres de rugositat de qualitat òptica ($R_a < 2\text{nm}$ i $P-V < 50\text{nm}$). Les mostres de color groc tenen una rugositat de qualitat òptica però amb defectes puntuals profunds ($R_a < 2\text{nm}$ i $P-V > 50\text{nm}$). Les mostres de color vermell tenen rugositats menors que les inicials però sense arribar a un poliment de qualitat òptica.

A la figura 4.3 podem veure un perfil de rugositat mesurat sobre una mostra representativa abans (a) i després (b) d'irradiar-la. Cal notar que a la figura 4.3 (b)

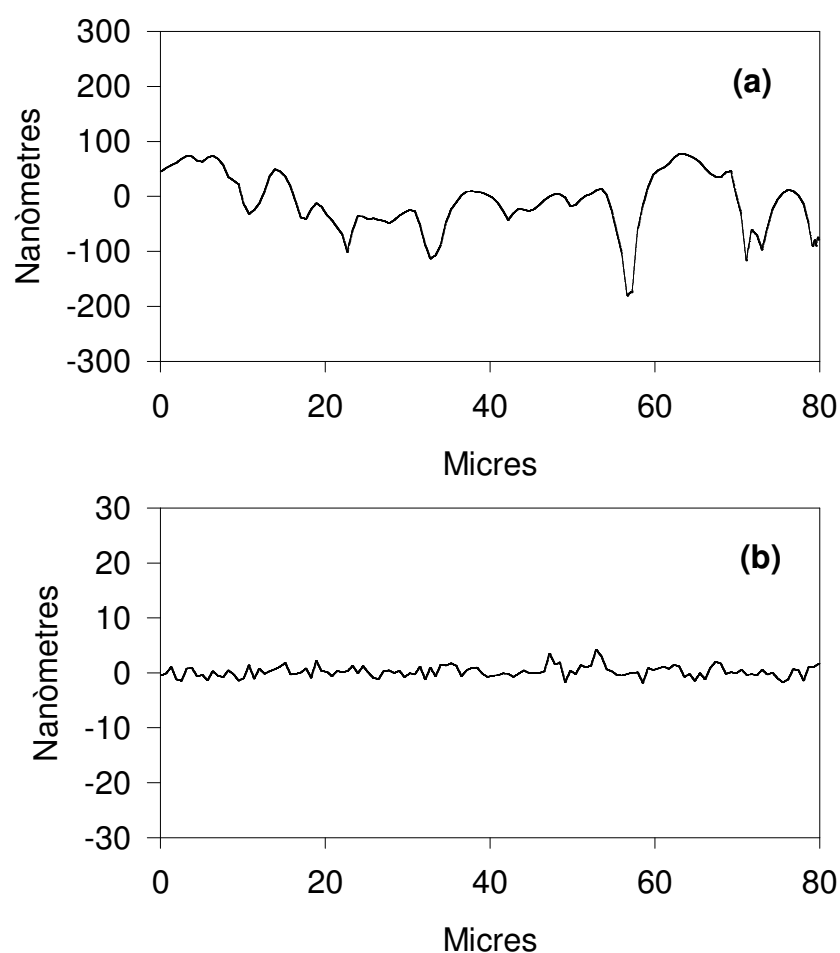


Figura 4.3.- Perfils d'una mostra obtinguts amb un microscopi interferencial amb desplaçament de fase, amb un objectiu de 40x. Abans d'irradiar (a) i després d'irradiar (b) amb 66.11W/cm^2 durant 9s.

Capítol 4.

l'escala vertical està reduïda un factor 10 per millorar la visibilitat.

Com podem veure la reducció de la rugositat és espectacular. La mostra inicialment presentava uns valors de $R_a=130\text{nm}$ i de $P-V=1990\text{nm}$ (el perfil seleccionat te uns valors molt menors ($R_a=51.2\text{nm}$ i $P-V= 257\text{nm}$) en ser un petit tall de només $80\mu\text{m}$). Aquests valors s'han reduït a $R_a=0.9\text{nm}$ i $P-V=6\text{nm}$.

Així com es fàcil reduir la rugositat residual, és molt difícil reduir els defectes amb períodes espacials mitjans.

En una irradiació amb intensitats i temps ajustats per eliminar la rugositat, les ondulacions, defectes de freqüència espacial mitjana, no desapareixen.

Les ondulacions (*waviness*) són defectes distribuïts aleatòriament a la superfície amb períodes espacials compresos entre algunes desenes de micres fins alguns mil·límetres. Els valors dels pendents d'aquests defectes estan al voltant de 10^{-4} . La acció de la tensió superficial (responsable del flux de massa capaç de minimitzar la superfície) és molt més eficient en aquells defectes superficials de major pendent. Les ondulacions necessiten temps d'irradiació més grans per ser reduïdes. Com que els sistemes d'irradiació utilitzats no proporcionen distribucions d'intensitat exactament uniformes, això provoca que si irradiem durant més temps amb intenció d'eliminar les ondulacions, l'estat plàstic superficial sigui molt sensible a qualsevol inhomogeneïtat a la intensitat d'irradiació i la superfície resulti amb deformacions induïdes amb període i amplitud de l'ordre dels de les ondulacions.

A la figura 4.4 podem observar una sèrie de dues irradiacions sobre la mateixa mostra on es pot apreciar com les ondulacions existents (a) segueixen pràcticament sense modificació a la mostra, mentre que les components de freqüència espacial alta es van reduint progressivament (b i c).

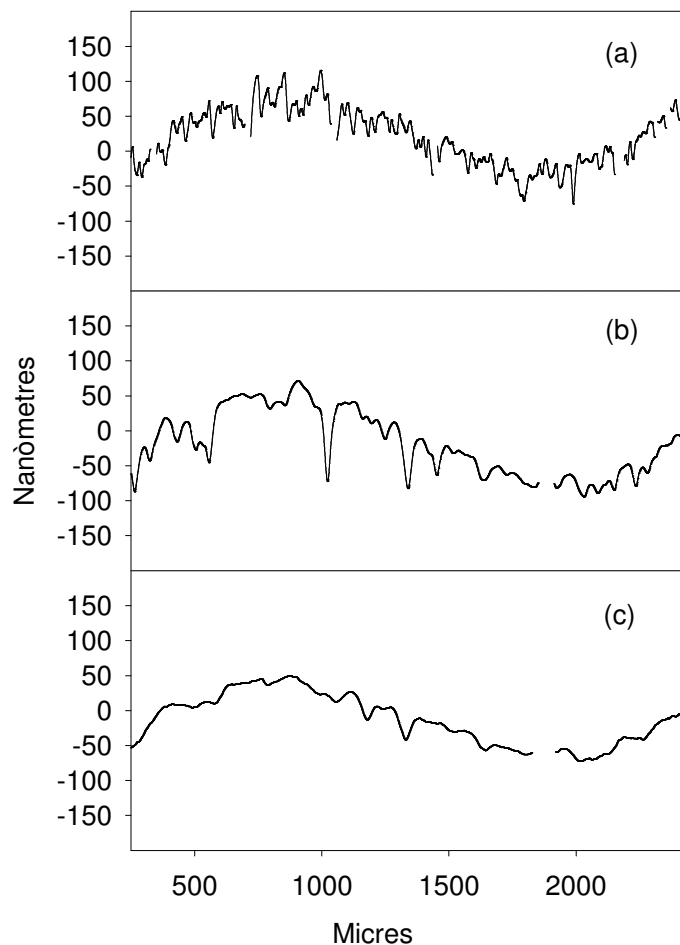


Figura 4.4.- Perfils d'ondulacions en una mostra sense irradiar (a), i després d'una (b) i dues (c) irradiacions. Les dues irradiacions han estat fetes amb els mateixos paràmetres, la intensitat és de 58.3 W/cm^2 i els temps d'irradiació de 3.6 s.

Les ondulacions estan presents a totes les mostres sense polir però, tenen una especial importància a les superfícies generades amb eines de diamant guiades per control numèric. En aquestes mostres, les traces de l'eina generen un patró en forma

d'espiral que cobreix tota la superfície i que en el nostre cas té una periodicitat i alçada del mateix ordre de magnitud que les ondulacions.

Les components de freqüència espacial menor d'una superfície estan relacionades amb la seva forma geomètrica (veure l'apèndix B). També hem trobat comportaments comuns, deguts al tipus de procés al que sotmetem les mostres, pel que fa a la forma de les superfícies.

La forma inicial (curvatura) de les mostres
irradiades no es conserva.

Aquest és un fenomen inherent al tractament. En escalfar amb el làser només una capa superficial del vidre, el cicle tèrmic d'aquesta capa i el de la resta del material són diferents. Com la capa superficial i la resta de material tenen històries tèrmiques diferents, els estats finals als que arribaran seran diferents. L'estat final (per exemple, mesurat amb el volum específic) depèn de la història tèrmica a la que ha estat sotmès el material. En particular, el volum específic final d'una mostra escalfada per sobre de l'interval de transformació (estat plàstic), depèn de la velocitat de refredament. Si la mostra es refreda ràpidament, l'estat amorf al que s'arriba presenta una estructura menys densa, mentre que si es refreda més lentament, l'estructura resultant és més compacte. Així, la capa superficial presentarà una estructura menys densa que la resta del material, ja que aquesta, s'ha refredat des d'una temperatura més alta en el mateix temps. Aquest efecte fa aparèixer tensions a la zona de canvi, que provoquen una contracció de la capa més superficial [Temple-82][Chen-98][Bennet-98].

Cal notar que aquesta deformació es produeix sempre, independentment que la mostra presenti un estat final de poliment satisfactori o no. És un efecte propi del procés i es produeix fins i tot si la mostra no resulta finalment polida. És evident que el

fenomen és més important quant més gran sigui la temperatura màxima superficial i més profunda sigui l'afectació tèrmica a la mostra.

En tot cas, aquest fenomen no limita l'aplicació pràctica, ja que és un efecte repetitiu i quantificable i per tant, es podria compensar en una aplicació pràctica determinada.

D'acord amb el que hem mencionat abans, i donat que les mostres estan sotmeses a un cicle tèrmic pre i post irradiació, cal comprovar que el procés d'escalfament fins a 550°C segons el cicle de recuit indicat al capítol anterior, no produeix cap variació apreciable en la forma de les mostres. Per a això s'ha mesurat el perfil passant per un meridià de la mostra abans i després de ser sotmesa al cicle tèrmic del forn (sense irradiació) i s'han obtingut en tots dos casos els residus després d'ajustar la millor circumferència. Els resultats es mostren a la figura 4.5. S'ha mesurat el perfil abans i després del procés de recuit. Tant la variació dels residus com la del radi estan dins dels límits de la precisió de les mesures. La precisió en la posició del palpador és de

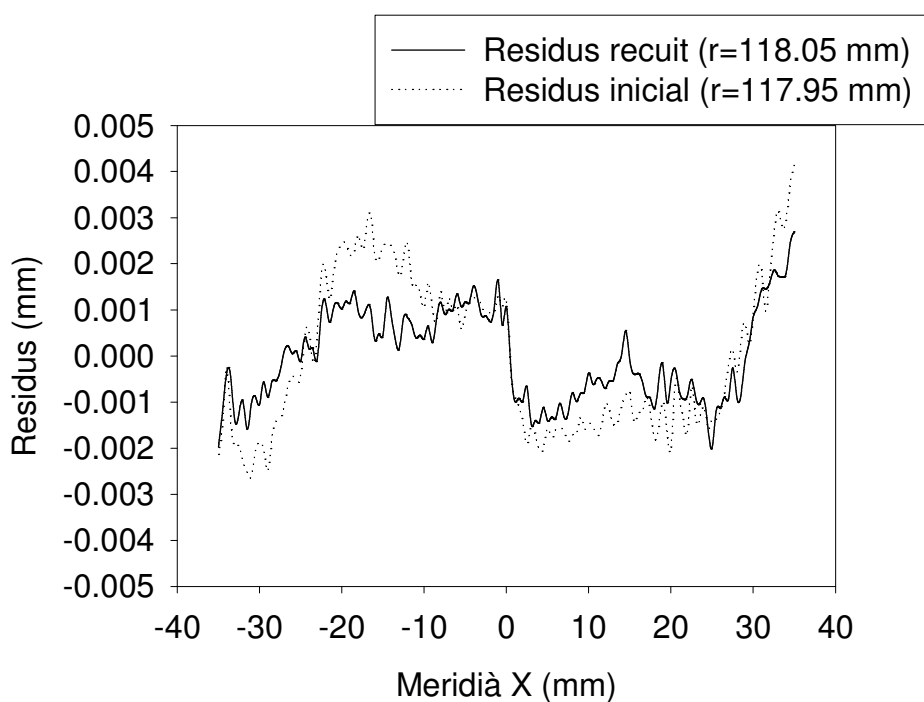


Figura 4.5.- Residus després d'ajustar la millor circumferència (el radi està a l'etiqueta) a una mostra abans i després del procés de recuit.

0.001mm i en l'estimació del radi de curvatura de 0.05mm⁽²⁾.

Així, si durant el procés de recuit no varia la forma de les mostres, qualsevol canvi en aquesta serà degut al procés d'irradiació.

4.2.- Aspectes específics dels resultats obtinguts amb mètodes d'irradiació estàtics.

Al capítol 2 hem vist que els sistemes d'integració vàlids per làsers de CO₂ d'alta potència són els miralls facetats i els calidoscopis. Tots dos són sistemes aptes per irradiacions estàtiques (ni el feix làser ni la mostra es mouen), ja que donen distribucions d'intensitat uniformes en promig. En aquest apartat veurem resultats d'irradiacions realitzades amb un mirall facetat de 6x6 facetes i un calidoscopi.

Tots dos sistemes donen irradiacions uniformes en promig, però degut a la gran coherència espacial del nostre làser la distribució està afectada localment per un patró interferencial. Els patrons interferencials són lleugerament diferents en els dos sistemes d'integració. En el mirall facetat de 6x6 facetes presenta una visibilitat³ del 100% (figura 2.31), mentre que en el calidoscopi la visibilitat arriba com a màxim al 40% (figura 2.42). També és diferent la periodicitat del patró interferencial. Al mirall facetat la periodicitat és de 0.57mm i al calidoscopi varia entre 2 i 3mm segons sigui el nombre de reflexions. Aquestes dues diferències fan que els gradients laterals de temperatura induïts siguin molt més grans en el cas del mirall facetat que en el cas del calidoscopi.

² Dades i mesures facilitades per INDO S.A.

³ Visibilitat = $((I_{MAX} - I_{MIN}) / I_{MAX}) \times 100$

Les primeres irradiacions es varen realitzar amb el mirall facetat de 6x6 facetes descrit al capítol 2. El patró d'intensitats va quedar reproduït en forma de deformacions locals a la superfície de les mostres de vidre com es pot comprovar a la microfotografia de la figura 4.6. La fotografia mostra com han fluït zones de la superfície tractada amb una periodicitat, dins de l'error experimental, igual a la del patró interferencial de la distribució d'intensitats. La fotografia té unes dimensions totals de 1.7mm per 1.15mm. El model de simulació desenvolupat [Lupón-00] mostra que la temperatura a la que han arribat els punts de la superfície irradiats per un màxim del patró interferencial que modula la distribució d'intensitats és de 1060°C, mentre que els punts irradiats per un mínim del patró interferencial que modula la distribució d'intensitats només és de 870°C [Ocaña-99]. Aquesta diferència en la temperatura màxima assolida pels diferents punts és deguda a que la conductivitat tèrmica del material és petita (2.387 W/m°K per temperatures per sobre de 900°C). Això provoca que el tractament superficial no sigui uniforme.

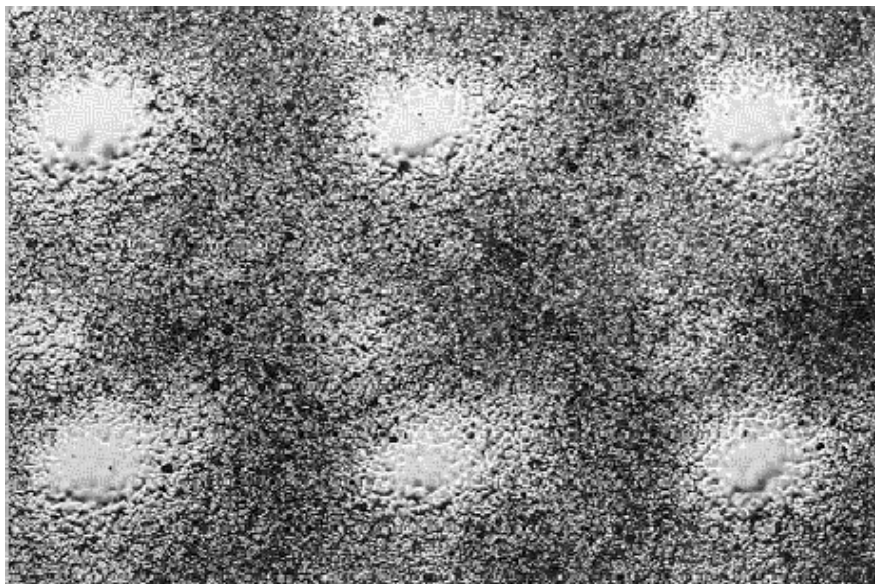


Figura 4.6.- Fotografia de la superfície deformada per la irradiació amb un feix integrat amb un mirall facetat de 6x6 facetes. La irradiació tenia una intensitat de 103 W/cm^2 durant 1.5 s.

Les irradiacions realitzades amb un calidoscopi, malgrat presentar gradients espacials de temperatura menors, provoquen també una transformació no uniforme de la superfície del vidre. La periodicitat del patró interferencial es reproduïx en forma de deformacions locals a la superfície de la mostra. A la figura 4.7 podem observar un

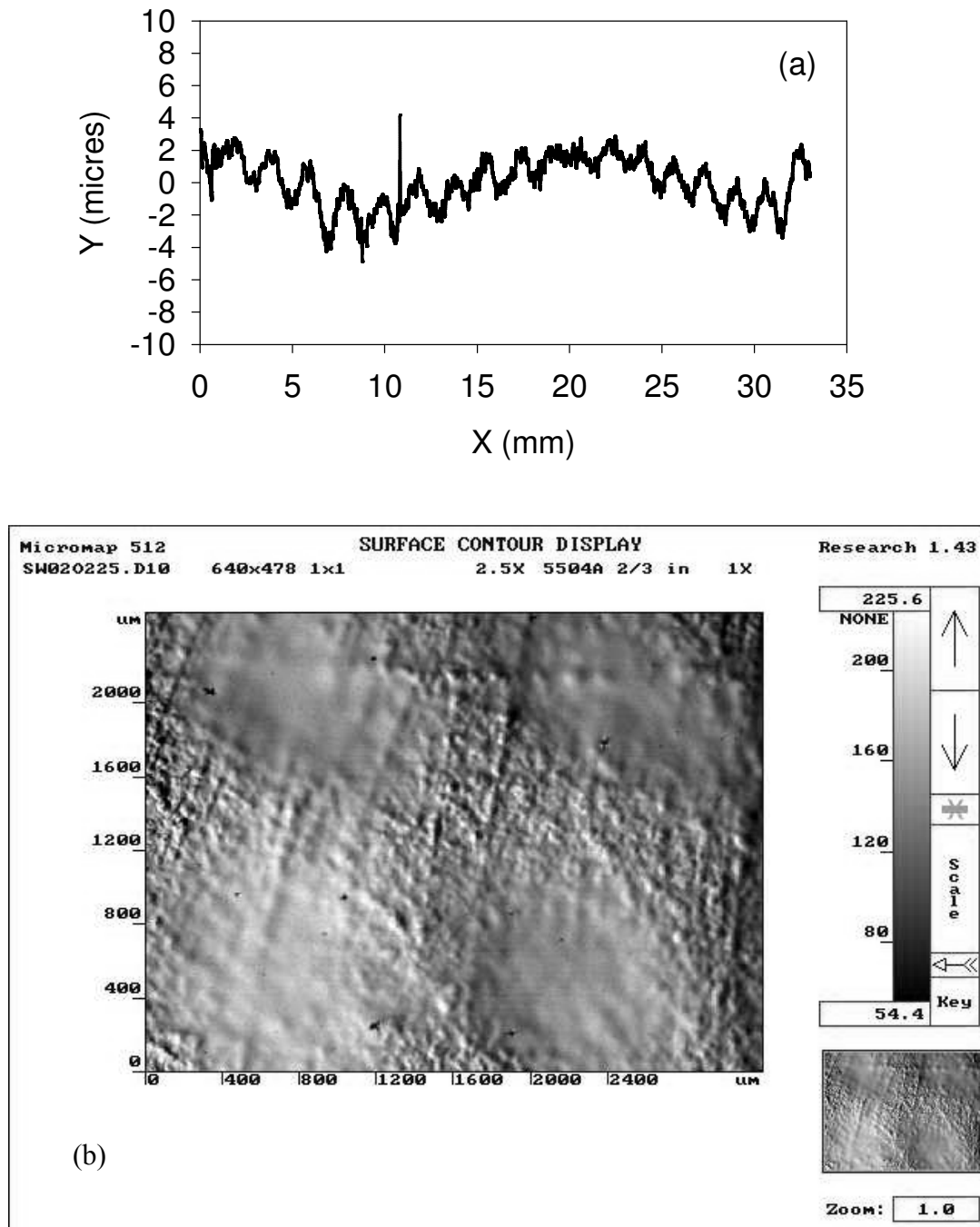


Figura 4.7.- Perfil (a) i mapa (b) de la superfície d'una mostra irradiada amb un feix integrat amb un calidoscopi. La intensitat de la irradiació és de 61.5 W/cm^2 i el temps de 2.5s.

perfil passant pel centre de la mostra (a) i un detall ampliat d'una petita zona irradiada (b) on s'aprecia que el poliment ha tingut lloc a les zones dels màxims del patró interferencial i en molt menor grau a les zones on hi ha un mínim.

Les deformacions es produeixen per les diferents dilatacions viscoplàstiques que pateixen les zones irradiades pels màxims i pels mínims de la distribució d'intensitats. En deixar d'irradiar, l'estructura es refreda ràpidament, es 'congela' l'estructura i les zones més dilatades arriben a un estat final de menor densitat que les zones menys dilatades. Les dilatacions diferents es converteixen en densitats diferents després del refredament i per tant, volums diferents. Cal destacar que les deformacions es produeixen, un cop assolit l'estat viscoplàstic, independentment de l'estat final de la superfície, i no tenen una relació directa amb el nivell de poliment. Hi ha mostres amb deformacions que no tenen un nivell de poliment òptim ni tant sols a les zones irradiades pels màxims del patró interferencial.

Amb aquest mètode és relativament senzill fitar els intervals d'intensitat i de temps d'irradiació necessaris per arribar a un nivell de poliment òptic. Per això hem utilitzat dos indicadors, l'àrea polida (amb flux superficial apreciable) i la rugositat a les zones afectades per un màxim d'intensitat. A la figura 4.8 podem observar com l'àrea polida augmenta linealment amb el temps d'irradiació (per a una intensitat constant de 62.2 W/cm^2). També podem observar a la mateixa figura com la rugositat (mesurada com R_a i P-V) disminueix amb el temps d'irradiació.

Podem estimar per una intensitat de 62.2 W/cm^2 un temps d'irradiació de 4 s per obtenir un nivell de poliment òptic a la superfície irradiada.

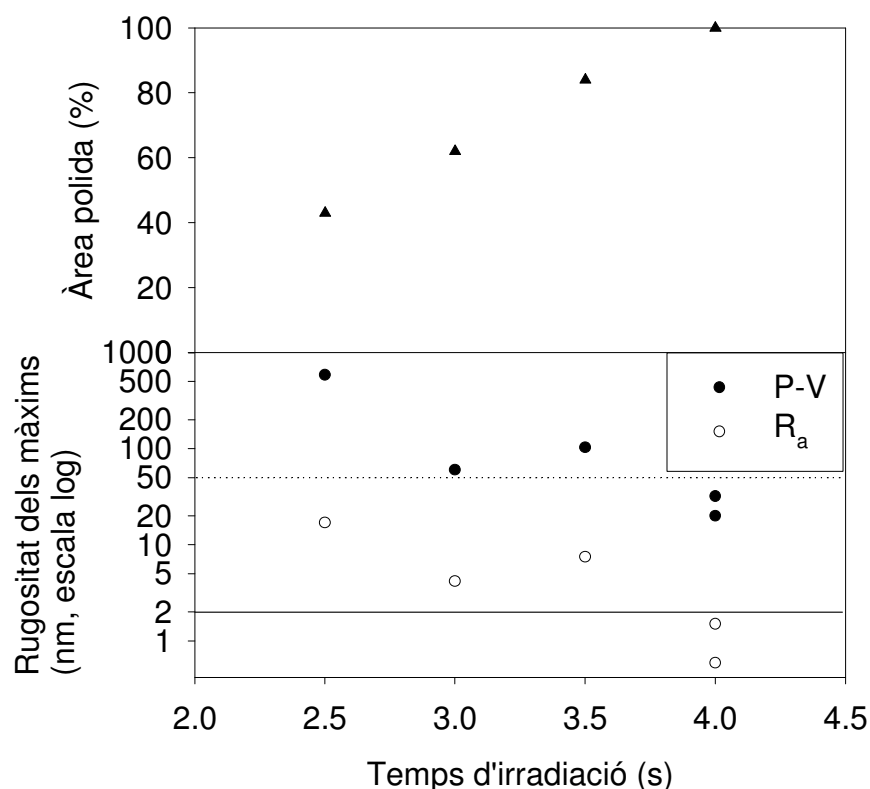


Figura 4.8.- Gràfiques d'àrea polida i rugositat de les zones irradiades pels màxims d'intensitat en funció del temps d'irradiació. Les mostres han estat irradiades amb un feix integrat per un calidoscopi amb una intensitat de 62.2 W/cm^2 . Es mostren els nivells corresponents a un poliment òptic: en traç continu el nivell per R_a i en traç puntejat el nivell per P-V.

4.3.- Aspectes específics dels resultats obtinguts amb mètodes d'irradiació dinàmics.

Amb els mètodes estàtics no es poden evitar els efectes del patró interferencial que modula la distribució d'intensitats. Tal com hem vist a l'apartat anterior, les inhomogeneïtats de la distribució d'intensitats queden reflectides en forma de deformacions locals a la superfície. Cal doncs, trobar algun sistema per evitar o

minimitzar els efectes del patró interferencial. La tècnica que hem utilitzat ha estat la integració dinàmica. Els mètodes dinàmics són aquells en que el feix i la mostra tenen un moviment relatiu. Tant pot ser un moviment de rotació, de desplaçament o tots dos alhora. Mostrarem els resultats d'aplicar aquestes tècniques per separat.

4.3.1.- Feix estàtic i mostra en rotació.

Les irradiacions s'han efectuat fent girar la mostra sota la distribució d'intensitats creada per el calidoscopi descrit al capítol 2. S'ha preferit començar per aquest sistema ja que és el que provoca menors gradients de temperatura i té més possibilitats de funcionar que un sistema basat en un mirall facetat.

Com hem vist al capítol 2, el risc d'aquests sistemes és que es produeixi un punt d'acumulació d'intensitat (o nul) al centre de la mostra, si en aquest punt coincideix un màxim (o mínim) del patró interferencial. Aquest efecte a les nostres irradiacions no ha resultat crític. El sistema de rotació té un lleuger alabeig que minimitza aquests efectes i ajuda a reduir els efectes induïts pel patró interferencial. El sistema de rotació està compost per un petit motor que mou un eix a través d'una corretja de transmissió i permet variar la velocitat de rotació entre 2 i 6 Hz. L'eix ha de ser llarg per poder entrar dins del forn i ha de tenir un pont tèrmic per evitar les pèrdues de calor per conducció de la mostra.

Les superfícies de les mostres irradiades amb aquest sistema presenten també deformacions associades al patró interferencial que modula la distribució d'intensitats. A la figura 4.9 podem veure una fotografia de la superfície d'una mostra (a) on s'aprecien les deformacions produïdes pel patró d'interferències en girar. També podem apreciar amb detall les deformacions al perfil longitudinal (b) veient els residus després de restar la millor superfície.

(a)

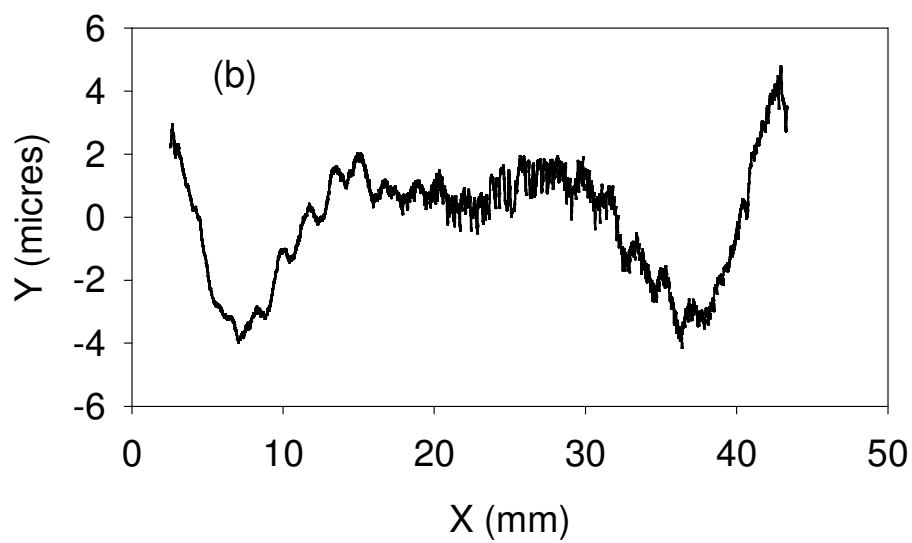
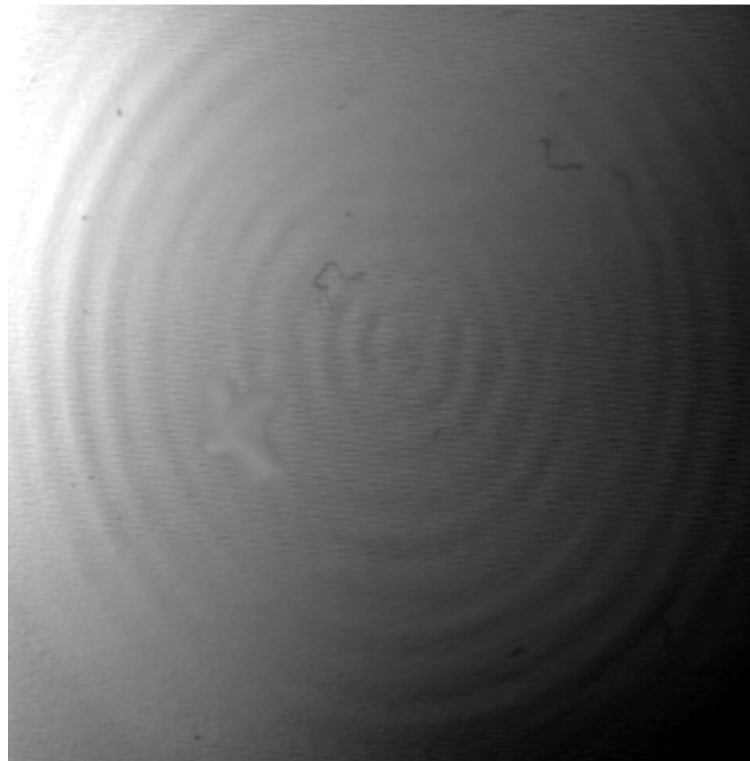


Figura 4.9.- Fotografia de la superfície deformada d'una mostra irradiada amb un feix integrat amb un calidoscopi i la mostra en rotació (62.5 W/cm^2 , 2.5s, 2Hz). També es mostra un perfil d'una altre mostra irradiada amb el mateix sistema (62.4 W/cm^2 , 5s, 3.3 Hz.).

Com hem vist a la figura 2.28, si fem girar una mostra sota d'un feix làser integrat per un calidoscopi, la irradiació en funció del radi no és uniforme. La irradiació és fa més uniforme si la visibilitat del patró disminueix. La distribució d'intensitats aplicada té una visibilitat petita (figura 2.41) i el patró interferencial no és gaire regular (el que pot ajudar a uniformitzar la irradiació). Malgrat aquests factors es comprova que les dinàmiques induïdes encara provoquen deformacions mesurables a la superfície de les mostres. Es pot apreciar com les deformacions produïdes tenen una periodicitat similar a la del perfil d'intensitats que les crea. Cal notar que aquestes deformacions es produeixen fins i tot a les mostres que no han resultat polides superficialment després de la irradiació.

També amb aquest sistema d'integració és fàcil estimar la intensitat i el temps necessaris per arribar a un poliment de qualitat òptica. A la figura 4.10 podem veure un gràfic on s'aprecia la variació dels paràmetres de rugositat (R_a i P-V) amb el temps

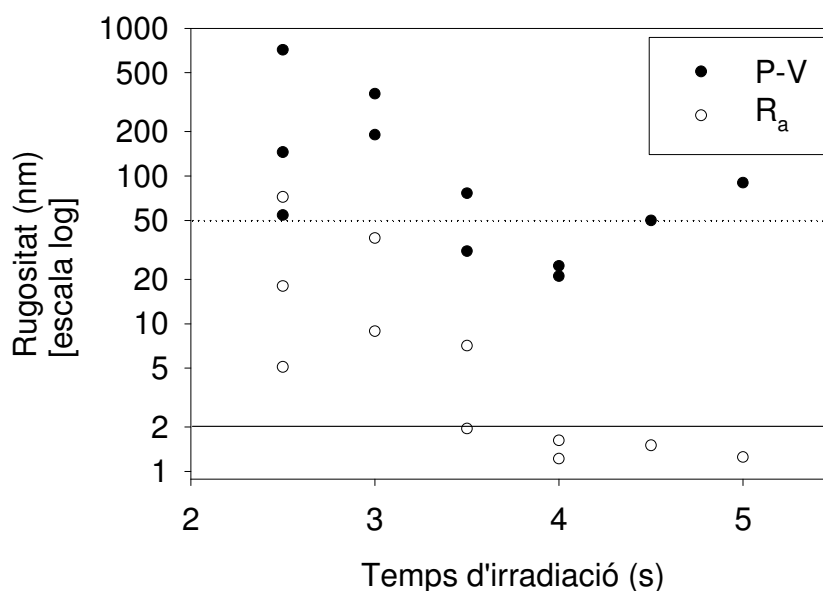


Figura 4.10.- Paràmetres de rugositat en funció del temps d'irradiació. Les mostres han estat irradiades girant sota d'un feix integrat per un calidoscopi. Es mostren els nivells corresponents a un poliment òptic: en trac continu el nivell per R_a i en trac puntejat el nivell per P-V.

Capítol 4.

d'irradiació. Les mostres han estat irradiades amb intensitats entre 61.4 i 62.5 W/cm² i totes giraven a una velocitat de 3.3 voltes/s.

Podem estimar la mateixa intensitat i temps que en l'apartat anterior, 62 W/cm² durant 4 s, per arribar a un poliment òptic a la superfície irradiada.

Amb aquest sistema d'irradiació també obtenim mostres polides fins a nivell òptic però deformades pel patró interferencial. Cal doncs cercar altres mètodes d'integració del feix làser que permetin fer una irradiació uniforme.

4.3.2.- Escombrant amb el feix sobre la mostra estàtica.

Els feixos integrats amb el mirall facetat de 6x6 facetes i amb el calidoscopi no són adequats per realitzar escombrades per sobre de la mostra. Aquests feixos presenten una distribució d'intensitat formada per una matriu de màxims i mínims d'intensitat. En ser escombrats es produirà la integració en una sola direcció (la direcció d'escombrat). En la direcció perpendicular es mantindria la distribució d'intensitat modulada pel patró interferencial i la irradiació resultant no seria uniforme.

Per escombrar sobre la mostra hem utilitzat dos sistemes, el feix sense modificar i el feix integrat amb un mirall facetat de dues facetes amb integració activa. Tots dos sistemes donen lloc a irradiacions uniformes quan s'escombra el feix sobre la mostra, segons hem demostrat al capítol 2.

4.3.2.1.- Amb el feix sense modificar.

La integral d'un feix amb una distribució TEM01^{*} és una corba força uniforme, com hem vist a la figura 2.12. En escombrar una superfície amb aquest feix l'energia total dipositada en els diferents punts de la superfície serà la mateixa. Però la distribució de temperatures induïdes a la superfície de la mostra depèn també de la dinàmica de la

irradiació. Dues irradiacions que dipositin la mateixa energia, donen temperatures diferents si les dinàmiques de irradiació són diferents (veure [Lupón-00] o [Shiu-99,2] o [Li-93]).

El feix TEM01* provoca dinàmiques d'irradiació molt diferents. Els punts que passen pel centre de la distribució reben un perfil d'intensitat que té dos pics amb un descens pronunciat al mig, mentre que els punts que estan a un costat reben un perfil d'intensitat més uniforme, que no provoca refredaments. A la figura 4.11 podem veure aquesta diferència entre els perfils d'intensitat. Hi ha representats dos perfils d'intensitat d'un mode TEM01*, el primer passant pel centre del mode i el segon passant per la zona del màxim en que la intensitat casi no disminueix i diposita la mateixa energia que el perfil central.

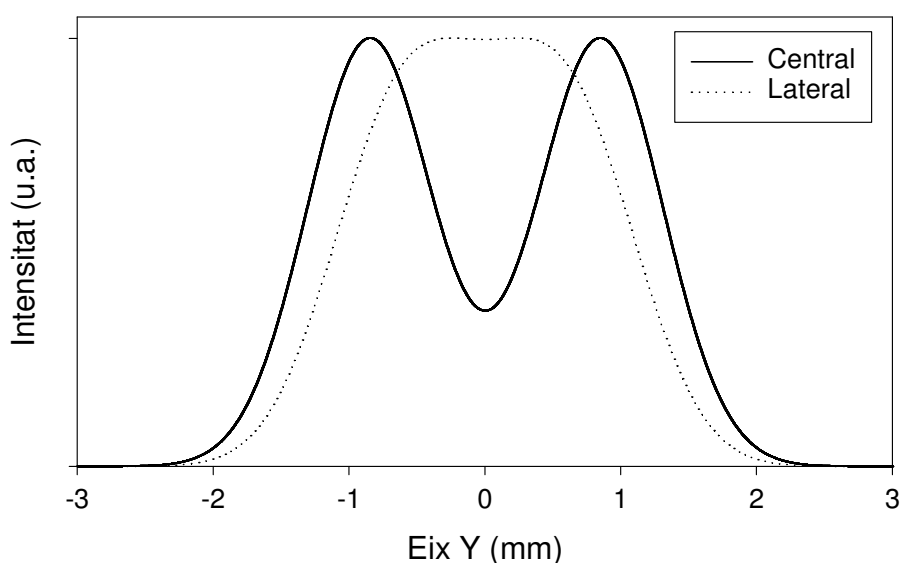


Figura 4.11.- Dos perfils d'intensitat d'un mode TEM01*, un passant pel centre de la distribució i l'altre per la zona del màxim en que la intensitat casi no disminueix. Tots dos perfils dipositen la mateixa energia.

Els perfils d'intensitat de la figura 4.11 generen distribucions de temperatura a la superfície de la mostra que poden donar lloc a tractaments tèrmics no uniformes. Hem

simulat aquestes distribucions de temperatura superficials amb un programa de simulació tèrmica desenvolupat en el marc d'aquest projecte i que ha ajudat a desenvolupar l'aplicació [Lupón-00]. A la figura 4.12 podem veure les corbes d'evolució temporal de la temperatura superficial per als dos perfils mostrats a la figura 4.11. Podem observar, que malgrat que ambdós perfils dipositen la mateixa energia sobre la mostra, les temperatures màximes a les que arriba la superfície són diferents. El perfil central indueix una temperatura superficial menor que el perfil lateral. Aquesta diferència de temperatures és petita en dinàmiques ràpides i augmenta si la velocitat d'escombrat disminueix. No obstant, en aquest cas donada la petita diferència de temperatures màximes superficials entre els dos perfils no podem justificar tractaments tèrmics no uniformes. En realitat l'aspecte clau és que el temps en que un punt de la superfície està a una temperatura prou elevada per permetre el flux superficial (per exemple 900°C) és molt diferent en els dos processos. Els punts irradiats amb el perfil central estan menys temps a temperatura elevada que els punts irradiats amb el perfil més uniforme. Les diferències arriben a ser del 20% (per a temperatures per sobre de 900°C) i poden ser les responsables de un poliment superficial no uniforme.

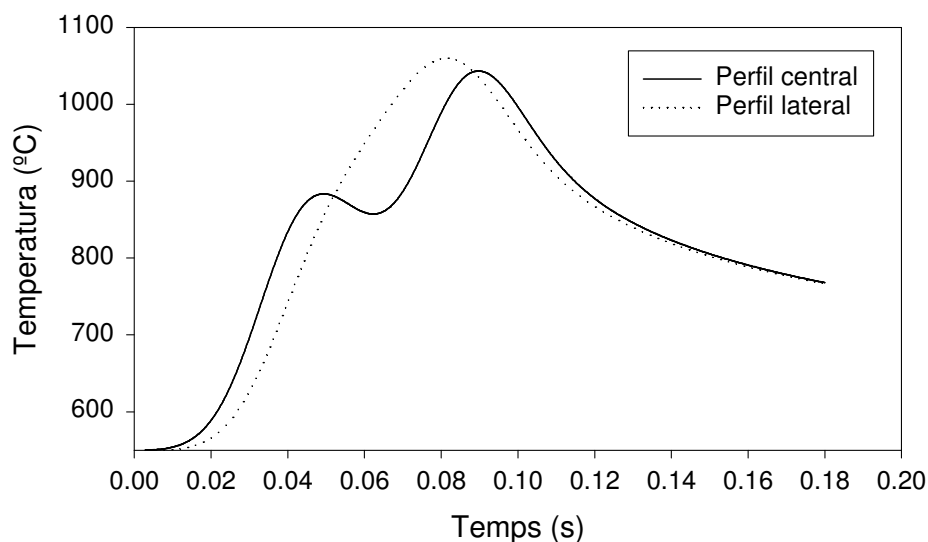


Figura 4.12.- Evolució temporal de la temperatura superficial per als dos perfils d'intensitat de la figura 4.11. La velocitat d'escombrat del feix sobre la mostra és de 40mm/s. La mostra està preescalfada a 550°C.

Aquest efecte és important fins i tot en materials amb conductivitat tèrmica elevada (metalls). En aquests materials s'acostumava a simular el feix TEM01* aproximant-lo a un TEM00, però [Kaplan-97] va demostrar que aquesta aproximació provoca errors grans en el càlcul de les distribucions de temperatura generades.

Així doncs, les irradiacions fetes escombrant directament amb el mode TEM01*, no generen distribucions de temperatura uniformes. Hem comprovat aquest efecte irradiant alguna mostra amb aquest sistema i sempre hem obtingut un poliment no uniforme. Ja pot ser perquè el poliment a la part central no tingui la qualitat necessària, o bé, si augmentem la intensitat per polir al centre, perquè els laterals queden sobreirradiats (molt deformats).

Aquest efecte és menor si la dimensió del feix en la direcció d'escombrada és petita. Si fos prou petita, les diferències dinàmiques en la irradiació podrien ser menyspreables i ser un sistema d'irradiació adequat. Però com veurem en el proper apartat, el fet de comprimir el feix molt en la direcció d'escombrada provoca deformacions que invaliden el resultat.

4.3.2.2.- Amb el mirall facetat 2x1: Formació d'ondulacions.

Per obtenir una distribució d'intensitats que en ser escombrada resulti en un perfil d'intensitats uniforme n'hi ha prou amb un mirall de dues facetes (si el feix és d'ordre baix). Ja hem vist al capítol 2 com s'integra un feix làser amb una distribució d'intensitats corresponent a un mode TEM01* amb un mirall de dues facetes i com fent vibrar una faceta amb un piezoelèctric es minimitzen els efectes interferencials. Utilitzarem un feix com el descrit al capítol 2.3.2 per irradiar les mostres.

El sistema òptic amb que es projecta el feix sobre la superfície de la mostra permet variar les seves dimensions amb facilitat. S'aconsegueix fer la dimensió en la direcció perpendicular a l'escombrada major que la mostra (~100mm), i així en

Capítol 4.

escombrar tota la mostra queda irradiada. La dimensió en la direcció de l'escombrada s'ha variat (entre 4mm i 18mm) i, com veurem, és un dels paràmetres importants.

Les irradiacions obtingudes amb aquest mètode són uniformes, tota la superfície de la mostra queda tractada homogèniament. Els paràmetres de rugositat i ondulacions són els mateixos arreu de la mostra, amb excepció d'aquelles zones que inicialment tenien característiques diferents.

Per presentar els resultats, els separarem en funció de la dimensió del feix en la direcció d'escombrada (d'ara en endavant en direm amplada del feix). La resta de paràmetres que ens definiran la irradiació són els mateixos que ja hem vist, la intensitat i el temps d'irradiació d'un punt de la superfície de la mostra.

Feix d'amplada gran (18 mm).

Amb aquest feix només podem realitzar irradiacions amb intensitats baixes ($<70\text{W/cm}^2$), ja que la potència del feix làser és limitada. Per aconseguir polir amb qualitat òptica es necessari irradiar durant molt de temps. A la figura 4.13 podem observar com els paràmetres de rugositat disminueixen amb el temps d'irradiació, i que aquest ha de ser molt gran ($>12\text{ s}$) per arribar a condicions de poliment òptic. La intensitat amb que han estat irradiades les mostres és de 29.2 W/cm^2 .

Per a escalfar la superfície amb poca intensitat, cal augmentar el temps d'irradiació. Però si irradiem durant molt temps la calor es transmet per conducció cap a l'interior de la mostra. Si tota la mostra s'escalfa globalment, arriba a reblanir-se tant que pot produir-se un flux gravitatori apreciable. El fet que el temps d'irradiació sigui tan elevat pot provocar que les deformacions macroscòpiques no siguin acceptables.

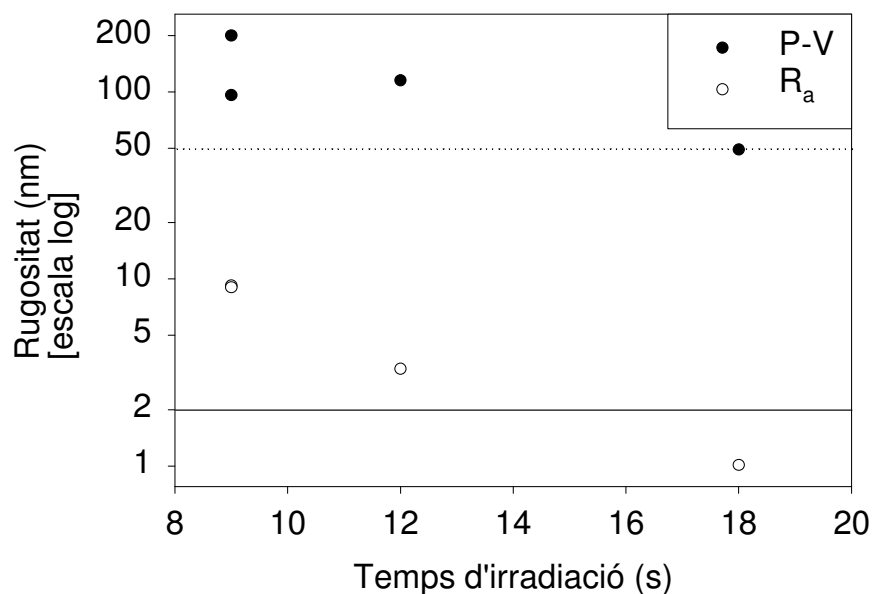


Figura 4.13.- Paràmetres de rugositat en funció del temps d'irradiació. Les mostres han estat irradiades sota d'un feix ample integrat per un mirall de dues facetes que les escombra. Es mostren els nivells corresponents a un poliment òptic: en traç continu el nivell per R_a i en traç puntejat el nivell per P-V.

Com hem vist als resultats comuns, la forma geomètrica de les mostres sotmeses a la irradiació làser no es conserva. En el cas d'irradiació amb el feix escombrant la mostra estàtica, la variació de la forma geomètrica de les superfícies no té simetria esfèrica. La irradiació introdueix una asimetria que queda reflectida en la deformació de les mostres. Els radis de curvatura canvien de forma diferent en la direcció d'escombrada i la seva perpendicular. El canvi es produeix de forma global, únicament en el radi de curvatura de les mostres. Els petits canvis locals, ondulacions... resten invariables. Podem veure aquests efectes a la figura 4.14 on s'aprecia com es redueix la rugositat d'una mostra irradiada, no varia la topografia de mig abast i els radis de curvatura varien. La mostra ha estat irradiada amb un feix ample (18 mm), una intensitat de 58.3 W/cm^2 durant un temps de 3.6 s.

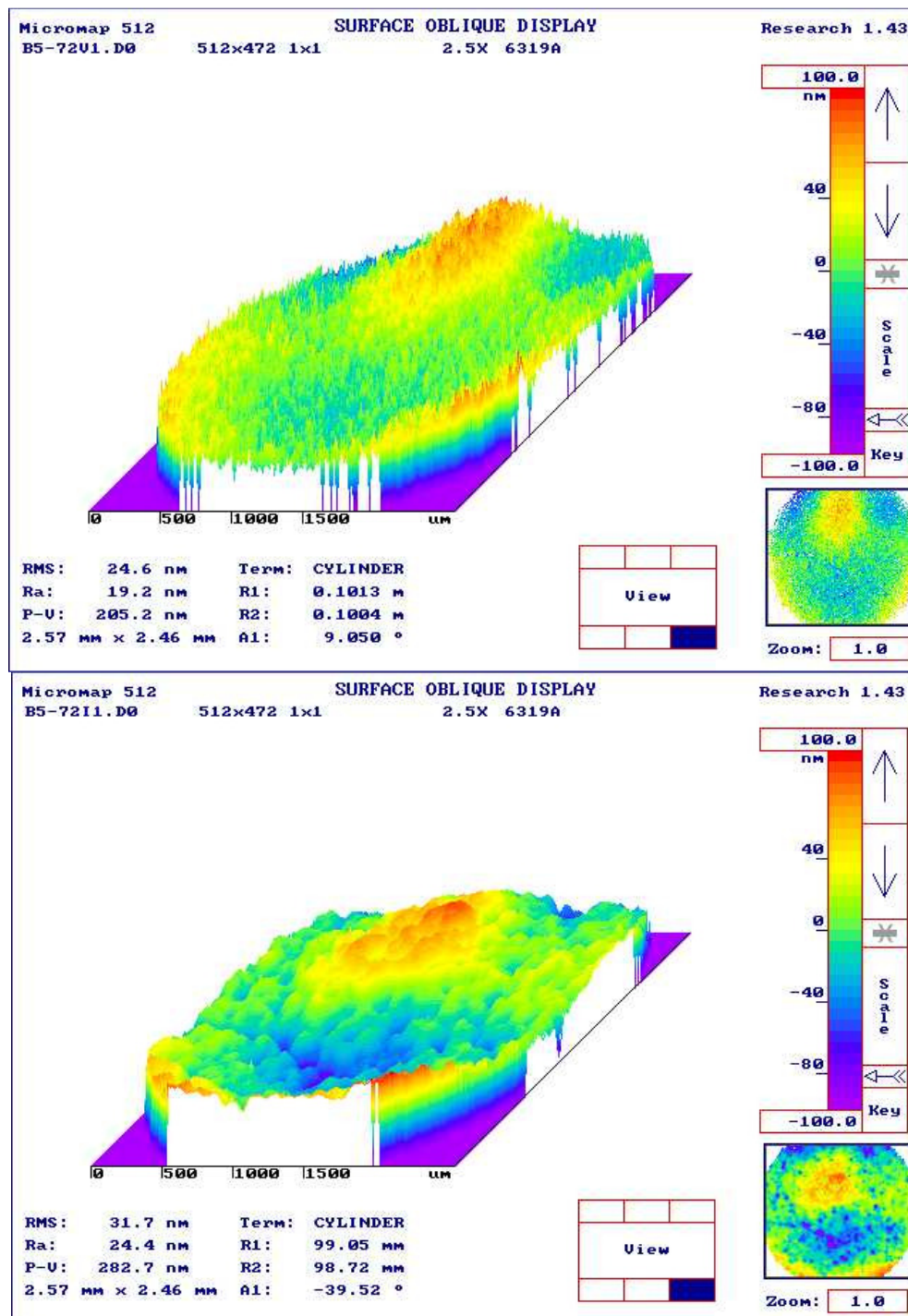


Figura 4.14.- Mapa topogràfic de la superfície d'una mostra irradiada amb un feix d'amplada 18 mm amb una intensitat de 58.3 W/cm^2 durant 3.6 s. Es mostra abans d'irradiar (dalt) i després (baix). Els paràmetres de rugositat a la mostra sense irradiar són ficticis ja que hi ha molts punts on el microscopi interferencial perd la fase i no són comptabilitzats.

Feix d'amplada petita (4 mm).

Amb un feix d'amplada menor és possible irradiar amb intensitats majors i temps menors, amb el que els efectes d'escalfament en profunditat es redueixen. Els gradients de temperatura en profunditat són més grans i els efectes de flux més localitzats a la superfície. Això ho podem comprovar a la figura 4.15 on es veu com disminueix la rugositat en funció del temps d'irradiació. Les mostres han estat irradiades amb un feix estret (4 mm d'amplada) i una intensitat de 87.5 W/cm^2 . Es veu com el paràmetre de rugositat R_a , lligat als defectes de més alta freqüència espacial, disminueix ràpidament. El paràmetre P-V, lligat a la profunditat dels defectes, disminueix més lentament, de manera que podem deduir que per temps petits el flux de massa superficial no té temps per omplir els forats en la seva totalitat.

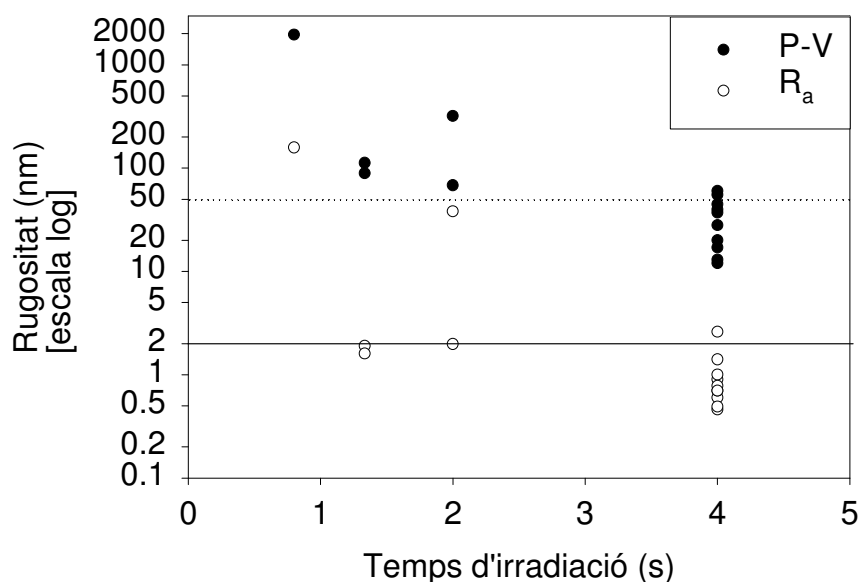


Figura 4.15.- Paràmetres de rugositat en funció del temps d'irradiació. Les mostres han estat irradiades sota d'un feix estret integrat per un mirall de dues facetes que les escombra. Es mostren els nivells corresponents a un poliment òptic: en traç continu el nivell per R_a i en traç puntejat el nivell per P-V.

Les mostres estan deformades globalment de forma no esfèrica (com amb el feix ample). S'ha comprovat experimentalment que a les mostres amb un temps d'irradiació més gran la deformació també és més gran. Això es mostra a la figura 4.16 on es veu el radi de curvatura de les mostres després de ser irradiades en funció del temps d'irradiació. Tots els punts han estat irradiats amb un feix de 4 mm d'amplada amb una intensitat de 87.5 W/cm^2 .

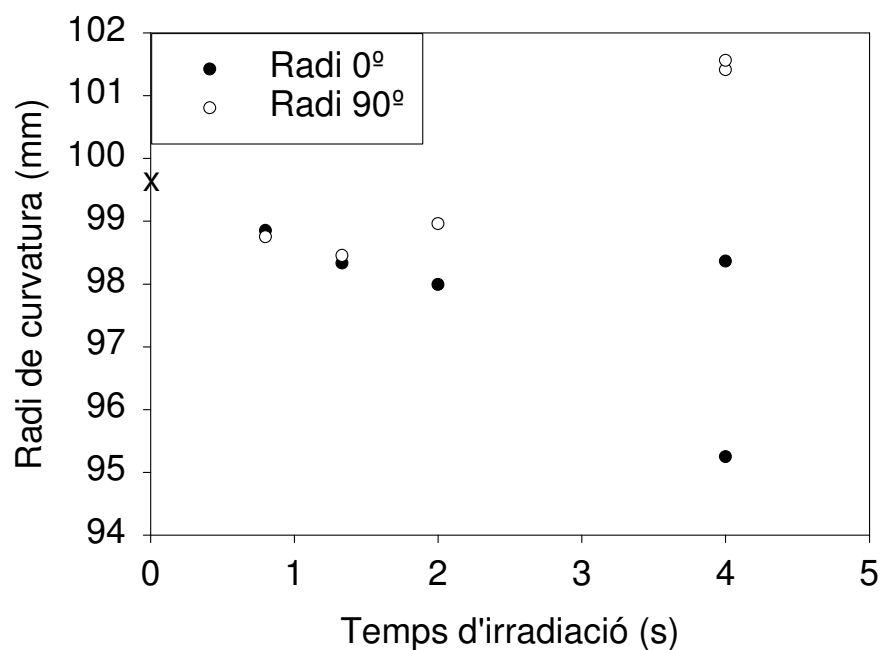


Figura 4.16.- Variació del radi de les mostres irradiades amb un feix de 4mm d'amplada en funció del temps d'irradiació. Es mostren tant el radi en la direcció d'escombrada (Radi 0°) com en la perpendicular (Radi 90°). El radi inicial era per totes elles de 99.68mm.

Es mostra tant el radi en la direcció d'escombrada (Radi a 0°), com el radi en la direcció perpendicular (Radi a 90°). Les mostres tenien inicialment un radi esfèric de 99.68mm. Es pot apreciar com la variació dels dos radis és diferent en augmentar el temps. La deformació comença amb una contracció igual pels dos radis per temps petits, el radi en la direcció d'escombrada disminueix si augmenta el temps d'irradiació (la contracció augmenta), mentre que en la direcció perpendicular per temps més grans es produeix un augment del radi de curvatura i per tant una expansió que podria ser

explicada per un flux global gravitatòri. A la figura 4.17 es pot apreciar aquesta deformació astigmàtica, en el gràfic es mostren els residus després d'ajustar la millor esfera a la superfície mesurada. La superfície resultant en forma de punt de sella indica que els radis de curvatura són diferents en les dues direccions perpendiculars.

La característica més important de les mostres irradiades d'aquesta manera és

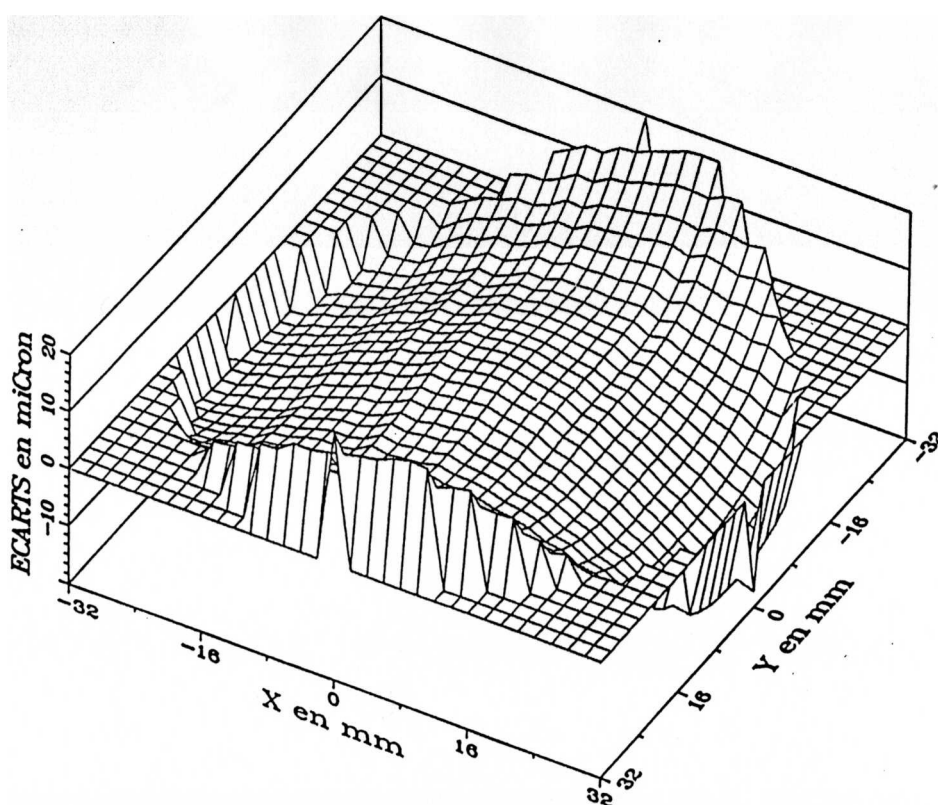


Figura 4.17.- Residus després d'ajustar la millor esfera a una superfície irradiada amb un feix estret que l'escombra. S'aprecia la deformació astigmàtica.

que la superfície presenta un patró d'ondulacions induïdes transversals a la direcció d'escombrada del feix. L'amplitud pic a vall d'aquestes ondulacions induïdes varia entre centenars de nanòmetres i algunes micres. El seu període espacial varia entre 2 mm i 5 mm. Tant la periodicitat com l'amplitud no són constants a cada mostra i es presenten encara que la dinàmica de la irradiació sigui molt diferent. Podem veure un exemple d'aquestes ondulacions induïdes a la figura 4.18 on es presenten dues mostres irradiades amb un feix de 100x4mm. La mostra superior ha estat irradiada amb una potència de 525W i escombrant a una velocitat de 5mm/s (el que dóna una intensitat de 131.25W/cm^2 i un temps d'irradiació de 0.8s). La mostra inferior ha estat irradiada amb

una potència de 140W, i escombrant a una velocitat de 0.8mm/s (el que dóna una

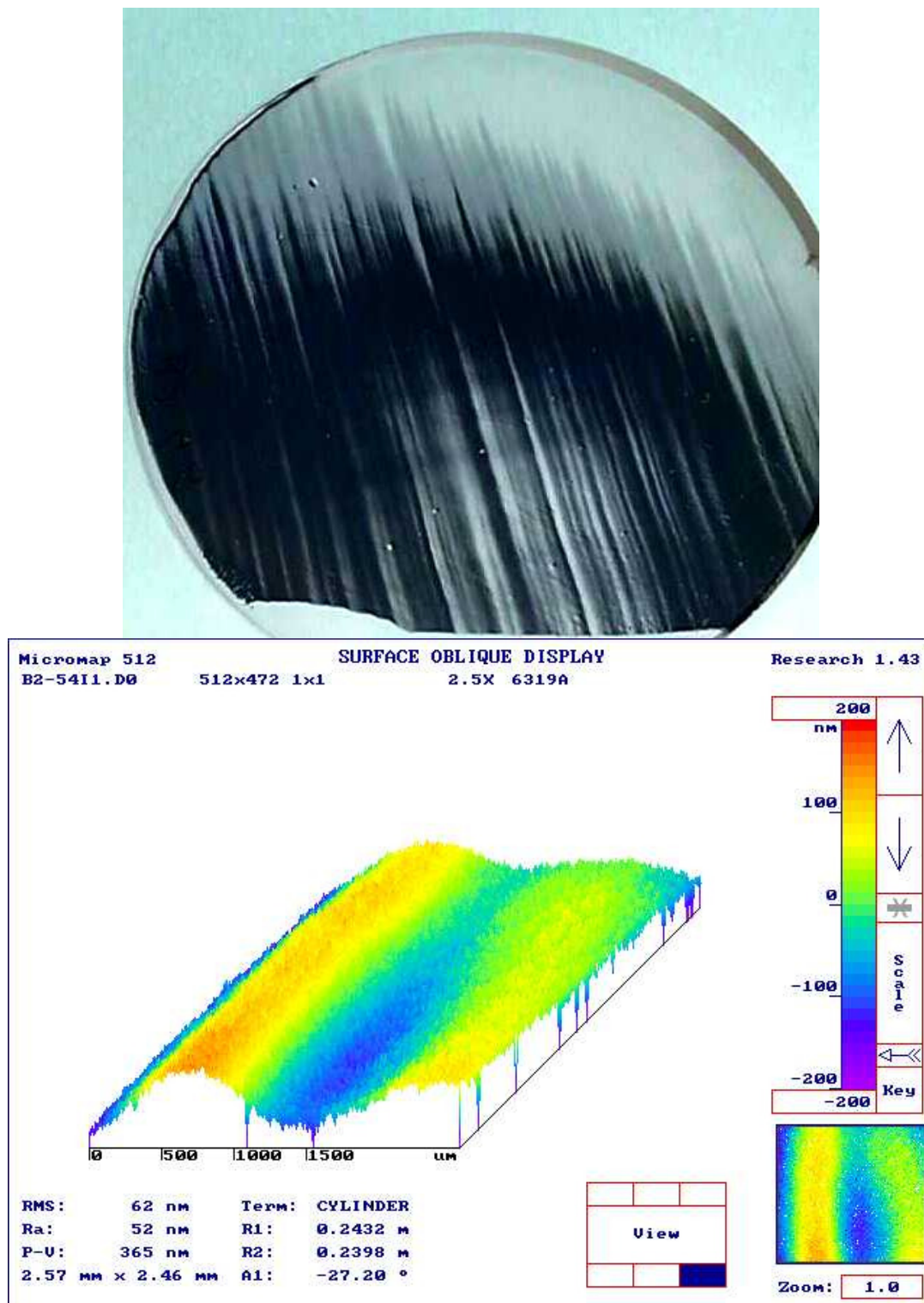


Figura 4.18.- Superfície d'una mostra on es veuen les ondulacions induïdes en ser escombrada amb un feix estret. Dalt tota la superfície de la mostra. Baix detall de les ondulacions induïdes en irradiar amb un feix estret.

intensitat de $35\text{W}/\text{cm}^2$ i un temps d'irradiació de 5s).

S'ha descartat de forma clara cap causa mecànica en la generació de les ondulacions. No s'ha trobat cap dependència del període espacial d'aquestes ondulacions induïdes. S'ha intentat posar en evidència una dependència de les ondulacions amb la velocitat d'escombrada infructuosament. L'únic paràmetre que s'ha trobat que influeix en l'aparició de les ondulacions és l'amplada del feix. Si fem el feix més ample, les ondulacions disminueixen fins a desaparèixer per feixos prou amples (18 mm). Podem comprovar aquesta dependència a la figura 4.19 on es mostren tres perfils de mostres irradiades amb feixos d'amplades diferents (l'amplada s'indica a l'etiqueta del gràfic). Tots els feixos han estat irradiats a la mateixa velocitat (1 mm/s) i amb la mateixa potència (350 W).

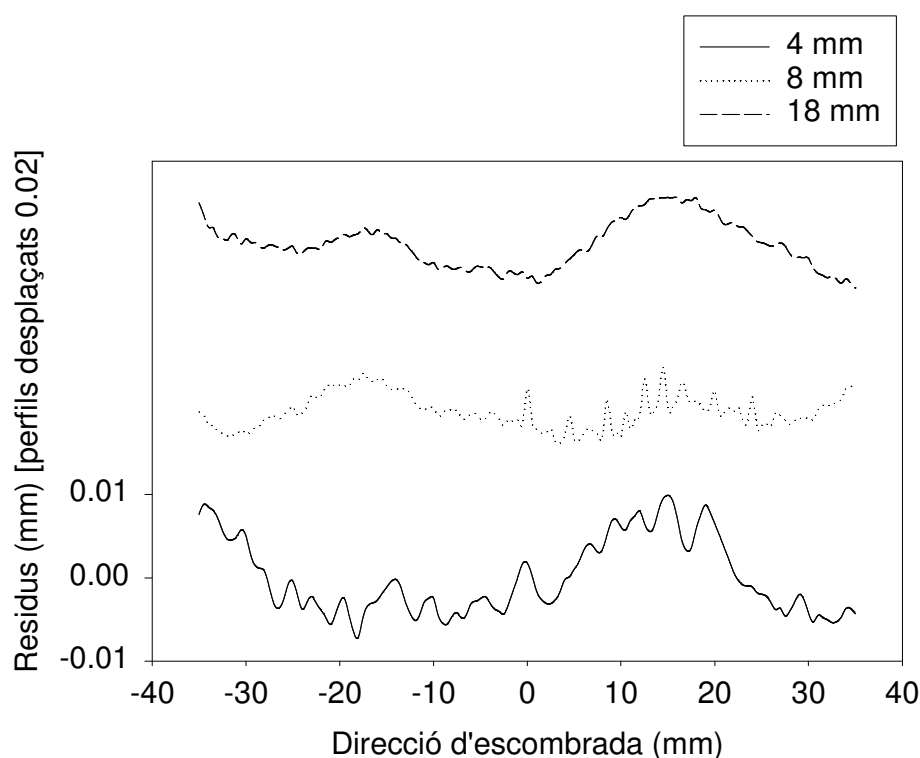


Figura 4.19.- Perfils de tres mostres irradiades amb feixos de diferents amplades.

Podem apreciar com les ondulacions disminueixen en fer més ample el feix. En el cas del feix de 18 mm d'amplada les petites ondulacions del perfil estan en el límit de

resolució de l'instrument ($1\text{ }\mu\text{m}$). Simultàniament i per a disminuir la deformació global de les mostres (canvi de radi de curvatura), s'ha de reduir al màxim el temps d'irradiació, però escalfant suficientment per a permetre que la superfície pugui fluir durant el temps necessari per a eliminar la rugositat. Aquest darrer requisit, en treballar amb el feix ample, pot ser inaccessible si la potència màxima disponible del làser no és suficient.

En relació amb el procés de formació de les ondulacions, *ripples*, hi ha diversos mecanismes pels quals la radiació làser pot alterar la topografia superficial, amb o sense fondre el material, amb o sense extracció apreciable de material. Aquests mecanismes es poden classificar en dos grups, depenent de si la interacció és ressonant o no ressonant amb la longitud d'ona del làser utilitzat [Baumgart-95].

La interacció ressonant implica interferència entre les ones de la radiació incident i les ones difoses per la superfície [Temple-81] o altres ones superficials lligades a la radiació incident [Keilmann-82]. S'han descrit ondulacions d'aquest tipus a la superfície de metalls [Isenor-77], semiconductors [Maracas-78] i dielèctrics [Soileau-84], amb làsers de longitud d'ona entre el blau i l'infraroig mig, funcionant des de règim continu fins a polsos de picosegons. És un fenomen habitual si és produeix una radiació intensa del material, com per exemple en els miralls de les cavitats làser. Les deformacions tenen característiques comunes: són perpendiculars a la direcció del camp elèctric incident, la periodicitat és aproximadament igual a la longitud d'ona de la radiació incident si incidim en direcció normal i varia amb l'angle d'incidència (θ) segons $(\lambda/1\pm\sin\theta)$. Podem trobar un bon recull de diferents aplicacions i un model de formació de les ondulacions a [Guosheng-82]. Els mecanismes ressonants no sembla que siguin els causants de les ondulacions que obtenim quan irradiem les mostres de vidre amb làser de CO_2 , ja que la periodicitat de les deformacions (2-5mm) és molt més gran que la longitud d'ona del nostre làser ($10.6\text{ }\mu\text{m}$).

La interacció no ressonant, que pot tenir diverses causes, és caracteritzada per produir deformacions de periodicitat molt més gran que la longitud d'ona del làser utilitzat com en el nostre cas. Entre els diversos mecanismes que poden produir deformacions d'aquest tipus distingirem entre aquells que són susceptibles d'actuar en

el nostre cas (en una irradiació escombrant amb un feix làser de CO₂ amb irradiació continuada sobre vidre) i els que no ho són.

Hi ha fenòmens que podem descartar com a causes de les ondulacions observades per produir-se en dinàmiques diferents o en materials amb característiques molt diferents de les del vidre. Entre aquests fenòmens hi ha les deformacions generades per polsos foto-acústics, aquests polsos es generen degut a les diferències d'expansió tèrmica entre les zones líquides i sòlides. En el nostre cas no hi ha una frontera clara entre vidre fos i vidre sòlid, si no que hi ha una variació continuada de viscositat. També podem descartar deformacions produïdes per la inestabilitat de Rayleigh-Taylor (inestabilitat inercial) que es produeix en metalls fosos degut a la competència entre l'increment de volum (que tendeix a expandir el material) i la tensió superficial (que tendeix a comprimir el material). En aquest equilibri de forces qualsevol pertorbació porta a l'aparició de deformacions superficials (en forma de gotes) [Bennet-95]. També podem excloure aquells fenòmens relacionats amb la pressió exercida sobre la superfície per la pressió de vapor del vidre, ja que aquesta és molt petita fins i tot quan el vidre és fos [Mari-82].

Hi ha en canvi, altres fenòmens que són susceptibles de ser la causa de les ondulacions observades i que ho són de pertorbacions similars en altres experiències. Són l'expansió tèrmica i el flux viscos generat per forces de tensió superficial [Veiko-94].

L'expansió tèrmica és la responsable (o corresponsable) de les deformacions induïdes en el vidre en moltes aplicacions com la formació de microlens [Wakaki-98], [Beadie-98] o la creació de textures [Tam-97], [Kuo-97], [Shiu-99]. Per a que es produeixi una deformació permanent a la superfície del vidre és necessari escalfar-la per sobre del punt de transformació, així desapareixen les tensions elàstiques i en refredar-se ràpidament es congela la deformació. Aquest fenomen és el responsable de les deformacions produïdes en irradiar amb una distribució no uniforme d'intensitats (com ja hem vist), però per si sol no sembla poder justificar les ondulacions induïdes en escombrar la mostra amb un feix làser si la irradiació és uniforme. Si la irradiació és uniforme a tota la superfície, tots els punts estan sotmesos a la mateixa dinàmica tèrmica

i per tant l'estat final termodinàmic serà el mateix, tota la superfície tindrà la mateixa densitat, índex de refracció,... encara que aquest sigui diferent del inicial. En tot cas, si hi hagués alguna no uniformitat a la irradiació, aquesta seria en la direcció d'escombrat i no en la direcció perpendicular que és en la que apareixen les ondulacions induïdes.

Si bé la expansió tèrmica no explica per si sola la formació d'ondulacions, si que ho podria fer si hi hagués algun altre factor afegit que fes variar la temperatura superficial durant l'escombrada. Aquests factors podrien ser la variació del coeficient d'absorció o de la reflectància. Si el coeficient d'absorció augmenta amb la temperatura com en els vidres dopats amb semiconductors [Smuk-97], en escalfar-lo es produeix un colapso tèrmic ja que la capa escalfada disminueix en augmentar la temperatura. Aquest efecte podria portar a un tractament no uniforme de la superfície del vidre en ser escombrat encara que la irradiació fos uniforme. Per comprovar si aquest fenomen és el responsable de les ondulacions induïdes hem mesurat la temperatura superficial d'una mostra mentre aquesta és irradiada [Vega-98], i el resultat (per a la resolució espacial i de temperatures assolides) mostra que la superfície assoleix la mateixa temperatura arreu. Amb aquest fenomen tampoc sembla possible explicar la dependència de les ondulacions amb l'amplada del feix làser, ja que la història tèrmica de cada punt pot ser independent de l'amplada del feix (figura 3.11).

El flux viscos generat per forces de tensió superficial (efecte Marangoni) és una altra possible causa de l'aparició de deformacions a la superfície de mostres irradiades amb làser [Calatroni-82], [Da Costa-82], [Bennett-97], [Wakaki-98]. A la literatura hi trobem dues dinàmiques diferents. Un cas són les ondulacions creades per ones termocapilars [Tokarev-94]. En aquest cas es poden produir inestabilitats en el flux de massa generat per la tensió superficial depenent de les condicions de la irradiació (intensitat i dimensió del feix làser). El flux de massa entre les crestes i les valls d'una superfície inicialment rugosa és inestable per algunes freqüències espacials que es congelen en refredar la superfície ràpidament. Aquest efecte típic de metalls i semiconductors és difícil que sigui el responsable de les ondulacions observades, ja que l'alta viscositat del vidre (fins i tot fos) fa esmoreir ràpidament les oscil·lacions de tipus capil·lar i, les deformacions induïdes per aquest fenomen serien d'una periodicitat molt

menor (de l'ordre de la periodicitat de la rugositat <algunes micres) i amb distribució aleatòria.

Una altre dinàmica es produeix quan focalitzem un feix làser sobre la superfície de la mostra. Aleshores es produeixen gradients de temperatura importants entre les zones escalfades pel feix i les que no són irradiades. Com que la tensió superficial disminueix amb la temperatura, si hi ha un gradient de temperatura també hi serà de tensió superficial, en aquest cas a la zona més calenta la tensió superficial serà menor. Aleshores es produirà un flux de massa guiat per la tensió superficial de la zona més calenta cap a la més freda (la zona més exterior del feix) [Anthony-77]. Segons això es podria produir una acumulació de vidre a les zones exteriors del feix làser que escombra la superfície però, un altre cop caldria algun altre efecte (variació del coeficient d'absorció, reflectància...) perquè es produïssin les ondulacions. Si be aquesta explicació és consistent amb el fet que les deformacions desapareixen si fem el feix ample, és difícil entendre grans fluxos de massa guiats per tensió superficial en superfícies òpticament rugoses. En els nostres experiments hem obtingut mostres deformades amb les ondulacions descrites que tenen uns nivells de rugositat lluny dels paràmetres de poliment òptic.

Si be no podem donar una explicació concreta a la formació d'aquestes ondulacions superficials, si que podem afegir algunes altres consideracions (a les ja citades) que caldria tenir en compte per simular el procés de flux viscoplàstic conduït per tensió superficial (model que avui en dia encara no existeix).

El vidre fos és un fluid newtonià d'elevada viscositat i el seu flux és laminar (n° Re molt petit). La viscositat depèn de la composició i per tant, l'evaporació o difusió de components del vidre pot fer variar el seu valor localment. La viscositat té també un comportament anòmal si es produeix una il·luminació del vidre amb una font monocromàtica com el làser [Veiko-92].

La tensió superficial disminueix molt poc amb la temperatura (per a temperatures elevades (1000°C-1300°C) i es veu afectada per atmosferes amb pressions parcials de vapor d'aigua entre 1 i 16 mmHg (a 550°C per un vidre sodicocàlcic)

[Parikh-58]. La tensió superficial també depèn de la composició del vidre i també pot variar localment si es produeix evaporació o difusió d'algun element de la composició del vidre [Bennett-97].

4.3.3.- Escombrant amb el feix sobre la mostra en rotació.

Una de les limitacions d'escombrar amb un feix làser una mostra estàtica és el fet que la deformació global sigui diferent en la direcció d'escombrada que en la direcció perpendicular. Un sistema per evitar aquesta asimetria en la deformació global de la mostra és fer-la girar mentre és escombrada pel feix. Si fem girar la mostra evitem qualsevol asimetria durant l'escombrada.

Si fem girar la mostra mentre el feix làser l'escombra es produeix una variació molt gran entre les dinàmiques d'irradiació dels punts centrals i els de les vores de la mostra. El punt central rep una irradiació com si estigués estàtic, ja que gira sobre si mateix. Els punts de la perifèria reben una irradiació polsada. En girar amb un radi gran, intercepten el feix làser diverses vegades mentre aquest avança. Malgrat que l'energia dipositada a cada punt és la mateixa (veure el capítol 2.2.2), la temperatura als diferents punts de la superfície tindrà una dependència radial degut a les dinàmiques d'irradiació diferents.

Per minimitzar aquest efecte cal irradiar amb un feix el més ample possible en la direcció d'escombrada. Així els polsos són més llargs, i els refredaments més petits en una zona central més ampla. Irradiant amb feixos concentrats en la direcció d'escombrada no apareixerien ondulacions induïdes, però les dinàmiques d'irradiació entre el centre i les vores són massa diferents.

Per compensar aquest efecte hi ha dues possibles estratègies. Podem escombrar a una velocitat més petita, amb el que sobreirradiarem el centre però aconseguirem transformar les vores. També podem fer una escombrada variant la intensitat (o la velocitat) en funció de la posició radial del feix sobre la mostra, incrementant la intensitat

(o disminuint la velocitat) quan escombrem punts de la perifèria i disminuint-la (o augmentant la velocitat) en passar pel centre.

Si escombrem a intensitat i velocitat constants, intentant que les vores es transformin encara que el centre es sobreirradiï, també provoquem una deformació molt gran. A la figura 4.20 podem veure un gràfic on es mostren els residus, després d'ajustar la millor circumferència, de diverses mostres irradiades amb velocitats diferents. El temps d'irradiació del punt central es mostra a la dreta de cada perfil. Totes les irradiacions han estat fetes amb una intensitat de 66 W/cm^2 , amb un feix de 18 mm d'amplada en la direcció d'escombrada i girant a una velocitat de 3.3 voltes/s. Es mostren dos perfils de cada mostra, fets en direccions perpendiculars per comprovar que les deformacions són esfèriques.

Podem observar com les deformacions globals són esfèriques ja que els radis de curvatura de les circumferències ajustades és el mateix en les dues direccions perpendiculars. Veiem també que la deformació global varia amb la irradiació, el radi d'ajust és diferent per cada mostra. Si el temps d'irradiació del punt central és menor de 5.5s, aquestes deformacions són uniformes i les deformacions locals menyspreables. Si augmentem el temps d'irradiació, la deformació global continua sent esfèrica però hi ha deformacions locals massa grans. Per temps d'irradiació molt grans (12 s), la mostra perd la seva forma inicial.

L'estat final de les mostres pel que fa a la rugositat és bo. Totes les mostres tenen un nivell de poliment òptic al centre. Podem comprovar-ho a la figura 4.21 on es mostren els paràmetres de rugositat de totes aquestes mostres al punt central. Malauradament, les mostres sense deformacions locals només tenen una zona central (aproximadament la meitat del radi) amb bons paràmetres de rugositat, mentre que les deformades localment presenten un estat polít arreu.

Els intents per fer irradiacions variant la intensitat en funció de la posició radial del feix mentre aquest escombra la mostra han resultat infructuosos. Hem comprovat

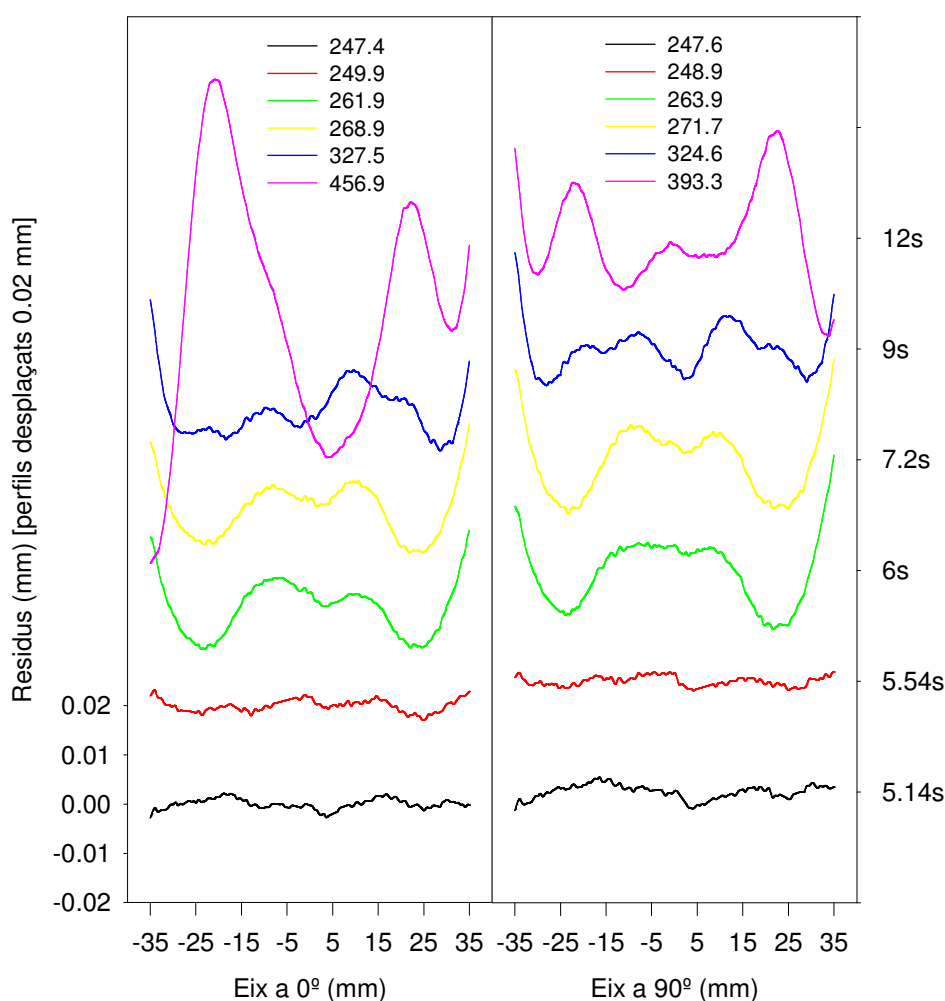


Figura 4.20.- Residus de diverses mostres irradiades girant mentre el feix les escombra. Totes les irradiacions han estat fetes amb intensitat de 66 W/cm^2 , amb un feix de 18 mm d'amplada en la direcció d'escombrada i girant a una velocitat de 3.3 voltes/s. El temps d'irradiació del punt central es mostra a la dreta de cada perfil. Els radis de la millor circumferència estan indicats a l'etiqueta i expressats en mm. El radi inicial de totes les mostres és de 253.56mm.

que les corbes de variació de la intensitat amb el radi han de tenir un pendent molt gran, com la corba 1 de la figura 2.23. Com que la potència del nostre làser està limitada a 1700W, per realitzar irradiacions com aquestes calia reduir la intensitat del feix en passar pel centre. Per tant, cal augmentar el temps d'irradiació i aleshores es deformen

en excés les mostres abans d'arribar a un bon nivell de poliment. Per intentar irradiacions d'aquest tipus, cal disposar d'un làser amb més potència de sortida.

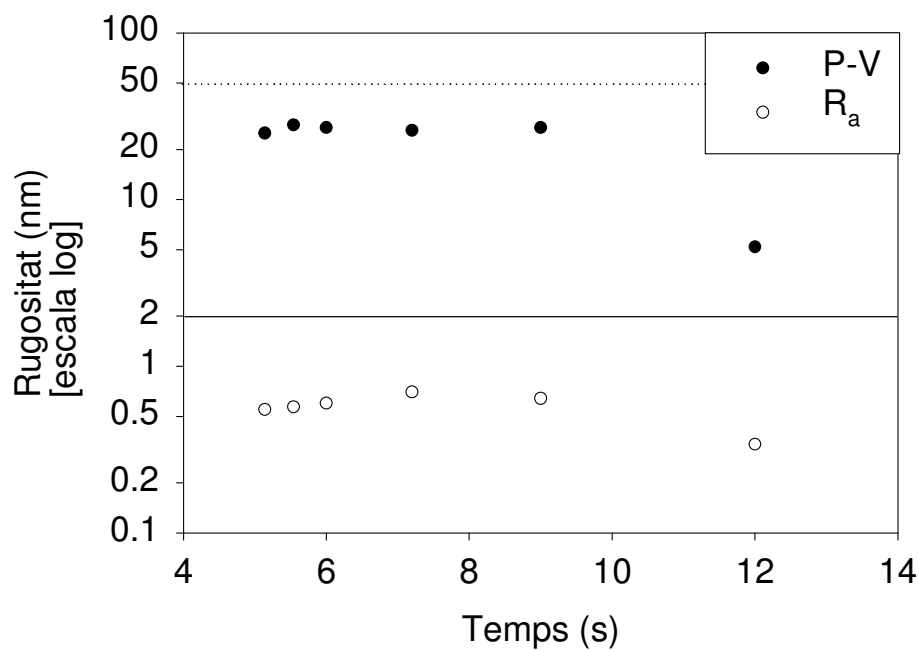


Figura 4.21.- Paràmetres de rugositat en funció del temps d'irradiació del punt central. Les mostres han estat irradiades girant sota d'un feix que les escombra. Es mostren els nivells corresponents a un poliment òptic: en traç continu el nivell per R_a i en traç puntejat el nivell per P-V.

CONCLUSIONS

Com a resultat general d'aquest treball podem concloure que **la tècnica d'irradiació de vidre amb làser de CO₂ per reduir la rugositat superficial és viable** i hem determinat i caracteritzat els paràmetres lligats al procés d'irradiació (intensitat, temps d'irradiació i amplada del feix en el cas d'escombrar) que la controlen. Els vidres tractats han estat vidres utilitzats habitualment a la indústria òptica i oftàlmica, amb coeficients de dilatació de $80-100 \times 10^{-7} / ^\circ\text{C}$.

Podem extreure altres conclusions particulars d'aquest treball que presentarem en dos blocs:

A.- Conclusions relacionades amb el tractament del feix làser:

Capítol 5.

Hem dissenyat i desenvolupat models numèrics per simular les distribucions d'intensitat obtingudes amb miralls facetats i calidoscopis quan s'utilitzen amb feixos làser coherents. Els resultats experimentals obtinguts confirmen la validesa dels models de simulació.

S'ha demostrat que en els processos d'irradiació basats en l'escombrada del feix sobre la superfície de la mostra de vidre, la resposta dels punts de la superfície depèn de la dinàmica tèrmica amb la que han estat irradiats, fins i tot en el cas que l'energia dipositada sigui la mateixa per a tots els punts.

Els miralls multifacetats i els calidoscopis utilitzats com elements integradors amb feixos làser coherents produeixen distribucions d'intensitat modulades per un patró interferencial que les fa inservibles per irradiar mostres de vidre sense produir deformacions locals.

Hem construït un sistema d'integració 'activa' del feix làser amb el que es redueix dràsticament l'efecte del patró interferencial sobre la distribució d'intensitat del feix i s'aconsegueixen irradiacions uniformes sobre tota la superfície de les mostres. El sistema consisteix en un mirall de dues facetes que modifica la distribució d'intensitats del feix incident i un actuator piezoelèctric que, acoblat a una de les facetes, promitja el patró interferencial produït en la superposició. Projectant la distribució sobre la mostra i escombrant-la s'aconsegueix una distribució de temperatures suficientment homogènia. S'han irradiat superfícies que arriben fins als 5000 mm².

B.- Conclusions relacionades amb el procés poliment de grans superfícies de vidre:

L'eficàcia del procés de poliment làser depèn fortament de la freqüència espacial dels defectes que formen la textura superficial de la mostra. S'ha demostrat que la rugositat de freqüència espacial elevada s'elimina de forma eficaç. Els defectes amb pendents de l'ordre de 10⁻² amb períodes espacials menors d'algunes micres són eliminats ràpidament. Hem treballat amb rugositats inicials amb valors de R_q entre 50 i 500 nm i les hem reduït a valors

de superfícies òpticament polides ($R_a < 2$ nm). El valor de la rugositat inicial R_a no és un paràmetre determinant en el resultat final.

Les ondulacions de freqüència espacial mitjana no s'eliminen sense sobreirradiar la mostra. Els defectes amb pendents de l'ordre de 10^{-4} i períodes espacials entre algunes desenes de micra i alguns mil·límetres són difícils d'eliminar en temps curts (per sota del segon).

Cal preescalfar les mostres globalment a una temperatura lleugerament superior al seu punt de transformació per evitar la seva fractura. Per al TRC-33 la temperatura de 550°C és adequada. Una temperatura inferior provoca la ruptura de les mostres. Si preescalfem més les variacions en la forma de la superfície es produeixen més fàcilment.

Cal refredar les mostres irradiades de forma controlada seguint un típic procés de recuit. Ritmes de refredament d'un grau per minut al voltant ($\pm 30^\circ\text{C}$) del punt de transformació i de $4^\circ\text{C}/\text{min}$ fins a 50°C menys són suficients.

La forma inicial de les mostres irradiades no es conserva. S'aprecia una contracció de la superfície irradiada i, per als radis utilitzats (entre 60 mm i 250mm), la seva variació és menor del 5%. Si la irradiació és simètrica la deformació té simetria radial. Si el feix escombra la superfície produint una asimetria, aquesta asimetria es tradueix en una deformació astigmàtica.

La temperatura a la que es produeix el flux de vidre superficial que provoca el poliment de la superfície de la mostra irradiada està molt per sobre de l'interval de transformació. Per tant, el procés es produeix en un material amb característiques plàstiques i qualsevol modificació de la superfície restarà després del procés. En particular els gradients de temperatura provocaran deformacions a la superfície.

Capítol 5.

La irradiació escombrant i provocant forts gradients de temperatura en la direcció d'escombrada comporta l'aparició d'ondulacions induïdes a la superfície. No s'ha trobat dependència del període espacial ni l'amplitud de les ondulacions amb la intensitat ni la velocitat del procés. Si el feix és prou ample en la direcció d'escombrada (al voltant de 18mm pels valors utilitzats d'intensitat i temps d'irradiació) i per tant, no provoca gradients tèrmics importants, aquestes ondulacions superficials no apareixen. La comprensió d'aquest fenomen a partir d'algun model teòric és un tema obert en el moment de concloure i presentar aquest treball.

Apèndix A:

Estructura i propietats del vidre.

No és l'objectiu d'aquesta tesi fer una dissertació sobre l'estructura i les propietats del vidre, però sí que crec convenient recordar alguns aspectes importants per tal d'ajudar a comprendre millor els capítols precedents.

Per tal d'aprofundir una mica en la comprensió del comportament del vidre en aquesta aplicació farem un petit recordatori d'aquelles propietats del vidre que són clau per al procés. Ens centrarem en la descripció del vidre convencional, el que ha estat subjecte d'estudi en aquest treball, i no en aquelles formes de vidre que tenen característiques específiques com els dipòsits en capes primes, les fibres òptiques, els vidres ceràmics o els moderns sol-gel.

A.1.- Teoria cinètica de formació.

La primera definició que trobem sobre el vidre és que aquest és un sòlid amorf. Si aprofundim una mica més trobarem definicions com 'líquid sobrefredat en estat metaestable'. Cap d'aquestes definicions per si soles aporten prou informació per entendre que és el vidre. Intentarem aclarir una mica més que signifiquen aquestes definicions veient com es forma un vidre.

L'estructura d'un vidre depèn bàsicament de dos factors: la seva composició química i la tecnologia de fabricació. Excepte els gasos nobles, no hi ha element de la taula periòdica que, en major o menor proporció no entri en la composició d'algun vidre. La composició química determinarà les propietats finals del vidre i la seva estructura, les impureses modificadores o estabilitzadores de xarxes que aporten ions i trenquen els ponts d'oxigen modifiquen l'estructura del vidre. Malgrat tot, hi ha característiques comunes a totes aquestes estructures que permeten explicar algunes propietats d'aquests materials (el caràcter de sòlid rígid elàstic, l'absència d'un punt de fusió definit, la isotropia de les propietats macroscòpiques...). La teoria cinètica de formació explica aquestes propietats independents de la composició.

La teoria cinètica de formació d'un vidre parteix d'una fase líquida on els elements estructurals tenen una certa mobilitat. La formació d'un vidre, en refredar-se aquesta fase líquida amb una certa velocitat dependrà de com augmenti la viscositat del sistema en disminuir la temperatura, i això, a la vegada, dependrà del tipus d'enllaç químic que es formi i de l'energia involucrada al procés. Si els enllaços són forts (com els de Si-O), i la velocitat de refredament és tal que la viscositat augmenta ràpidament, sense donar temps a la nucleació i al creixement dels cristalls, es formarà un vidre. La velocitat de refredament per a la que vidres com el SiO₂ cristal litzen està al voltant d'1K/h, mentre que per amorfitzar metalls fosos els ritmes de refredament estan entre 10⁶ i 10¹² K/s [Von Allmen-95].

Els fenòmens més interessants es produeixen a l'interval de transformació. Per veure-ho ens ajudarem de la figura A.1, on podem veure com varia el volum específic en funció de la temperatura. Partint de l'estat líquid, la primera part de la corba (a) mostra una disminució gradual del volum fins arribar al punt (b). Si la velocitat de refredament és prou baixa i existeixen o es formen nuclis, la substància cristal litzarà a la temperatura de fusió, T_f, i el volum específic disminuirà (bc). En aquest procés, comú al cas dels metalls, per exemple, la temperatura es mantindrà constant, mentre coexisteixin les fases líquida i sòlida. Un cop completada la solidificació, el material sòlid cristal lí patirà una contracció (cd) en seguir refredant-se. Si, en canvi, la velocitat de refredament és prou elevada com per que no es formin nuclis, no es produirà la cristal lització, sinó que es tindrà un líquid sobrefredat, i el seu volum específic

seguirà disminuint amb la mateixa pendent que la del líquid (be). Un líquid sobrefredat és un estat metaestable, que cristal litza ràpidament si s'hi introdueixen nuclis de cristal lització. Però si al temps, els enllaços químics que es van formant en reduir la temperatura fan augmentar abruptament la viscositat del material, els elements estructurals no poden ordenar-se mes que en dominis molt petits, i l'estructura queda congelada passant amb un canvi de volum relativament suau a l'estat sòlid. La temperatura a la que això passa és la denominada temperatura de transformació (T_g), i representa el pas d'un líquid sobrefredat a un sòlid vitri. Aquesta temperatura pot diferir per a cada vidre segons les diferents velocitats de refredament, per aquest motiu cal parlar amb més propietat d'interval de transformació. A partir de T_g el sòlid vitri seguirà la seva pròpia corba de contracció en refredar-se (ef'), diferent de la del cristall. A més, com es pot veure a la gràfica, el volum específic del sòlid vitri serà més gran que el del sòlid cristal lí de la mateixa composició, o, el que és el mateix, la seva densitat serà menor. Això es deu a que la estructura del vidre està més buida per ser més desordenada, i no pot passar a l'estat cristal lí ja que la seva viscositat és molt elevada i no és possible cap ordenació ni en temps molt grans. Si la velocitat de refredament augmenta, el valor de T_g també ho fa, així l'estat vitri final en refredar-se (ef'') serà diferent en funció de la història tèrmica a la que el material hagi estat sotmès.

El fet que el procés tèrmic a que està sotmès un vidre sigui tant important i pugui dur a estats finals diferents, és una de les causes per les quals en irradiar un vidre amb làser cal fer-ho de forma uniforme a tota la superfície. Si la irradiació no fos prou uniforme, els diferents punts de la superfície arribarien a temperatures màximes diferents i com que la temperatura final és igual per a tots, la velocitat de refredament serà diferent i l'estat final no seria uniforme a tota la superfície [Bennett-99]. Les inhomogeneïtats en la irradiació es traduirien en inhomogeneïtats a l'estat final superficial.

A l'interval de transformació hi ha canvis importants en la majoria de les propietats del vidre: calor específica, coeficient de dilatació, viscositat... Veurem aquests canvis a l'apartat 3 d'aquest apèndix.

D'aquesta estructura de líquid congelat se'n desprèn fàcilment la isotropia a escala macroscòpica. Les propietats dels vidres són independents de la direcció que es

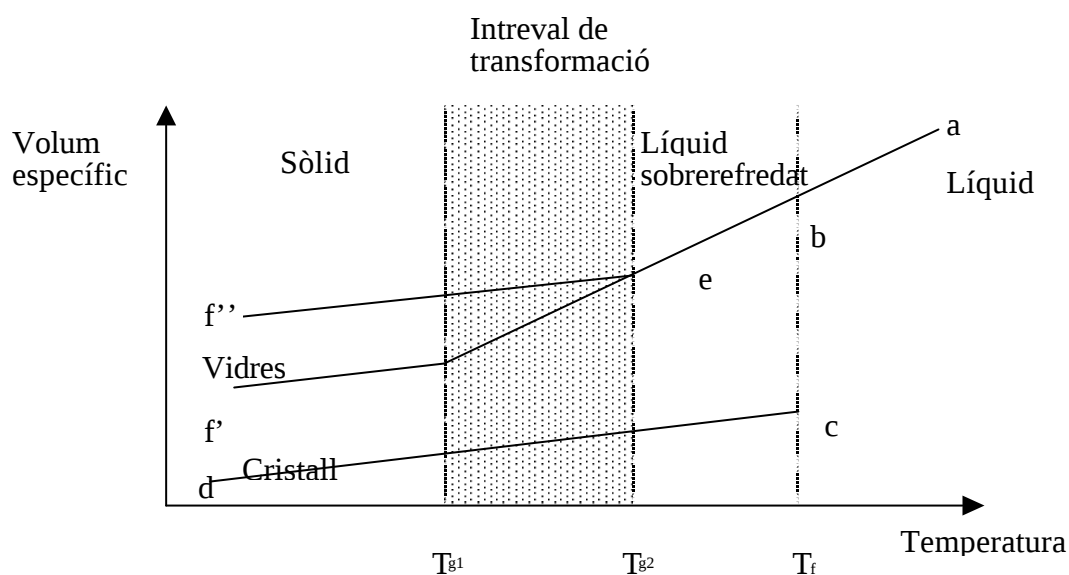


Figura A.1.- Dependència del volum específic amb la temperatura per a diferents processos.

consideri i iguals en tots els punts d'una massa homogènia. Els vidres degut al seu desordre estadístic són materials monorrefringents, i únicament l'acció d'una força mecànica pot fer aparèixer una birrefringència que es mantindrà mentre duri la força creadora. La causa més freqüent d'aparició d'aquesta birrefringència són les tensions internes causades per un ràpid refredament superficial i que són fàcilment eliminades amb un recuit adequat.

Podeu consultar amb detall aquest procés a la bibliografia bàsica sobre vidres inorgànics, com per exemple [Mari-82], [Fernández-85], [Izumitani-86] o [Bach-98].

A.2.- Composició.

Els vidres tractats en aquest treball són els vidres anomenats de silicats, SiO_2 (en realitat SiO_4^{4-}), tots ells són vidres comercialitzats i produïts industrialment. A la taula A.1 mostrem la composició dels vidres utilitzats en aquest treball i alguns dels més característics en la indústria òptica.

TAULA A.1.- COMPOSICIÓ D'ALGUNS VIDRES INDUSTRIALS (% en pes)

	SiO ₂	Na ₂ O	K ₂ O	B ₂ O ₃	Al ₂ O ₃	CaO+MgO	Altres
Crown (TRC-33 (K), BL-800.01(K), B-270 (BK))	63-69	4-5	15-16	2-2.5	-	0-8	BaO (0-11)
Pyrex	80	4	0.4	12	2.8	0.8	-
Flotat	67-72	13.5-14	-	-	-	13-14	Fe ₂ O ₃ (0-3.5)
Aïllament	62-67	14-16	-	0-8	2-4	10-12	Fluor (0-3)
Flint	43-45	1-2	7-8	-	-	-	PbO (47-49)
Fibra	53-64	1-14	0-1	5-9	5-15	2-20	-
Bombeta	70-72	15-17	0-1	-	0.5-1.5	7.5-10	BaO (0-2)
Finestra	72-75	13-15	-	-	0-1	9-14	Fe ₂ O ₃ (0.3)

A.3.- Propietats òptiques i termomecàniques.

Les propietats dels vidres utilitzats varien amb la composició i la temperatura. És molt difícil trobar a la literatura moltes de les propietats estudiades per a la composició i temperatura adequada, per això, mostrarem les propietats d'alguns vidres en les temperatures de les que disposem informació i assumirem que no varien gaire per a composicions similars. Es pot trobar més informació sobre el procés termo-òptic involucrat en aquest treball en les tesis de Núria Lupón [Lupón-00] i la de D. Banner [Banner-90].

A.3.1.- Propietats òptiques.

Les propietats òptiques, a més de dependre de la composició i la temperatura, també ho fan de la longitud d'ona emprada. En el nostre cas ens importa el

Apèndix A.

comportament dels vidres a la longitud d'ona de la radiació del làser de CO₂ (10.6µm). En aquesta zona del espectre infraroig no és fàcil trobar les propietats òptiques dels vidres utilitzats, però utilitzarem les magnituds que es coneixen per als vidres de forma genèrica. Molt més difícil resulta encara trobar l'evolució tèrmica d'aquestes magnituds, que si bé han de ser conegudes per la indústria del vidre, són dades gelosament guardades.

Índex de refracció (n): varia de forma complexa amb la temperatura. L'índex de refracció depèn de la densitat i de la polaritzabilitat, i aquestes dues magnituds tenen comportaments oposats amb la temperatura. Així, el comportament de l'índex de refracció dependrà fortament del comportament relatiu d'aquestes magnituds. L'índex de refracció varia bruscament a l'interval de transformació i depèn de la història tèrmica (pot arribar a variar $1 \cdot 10^{-2}$ segons com es refredi [Fernández-85]).

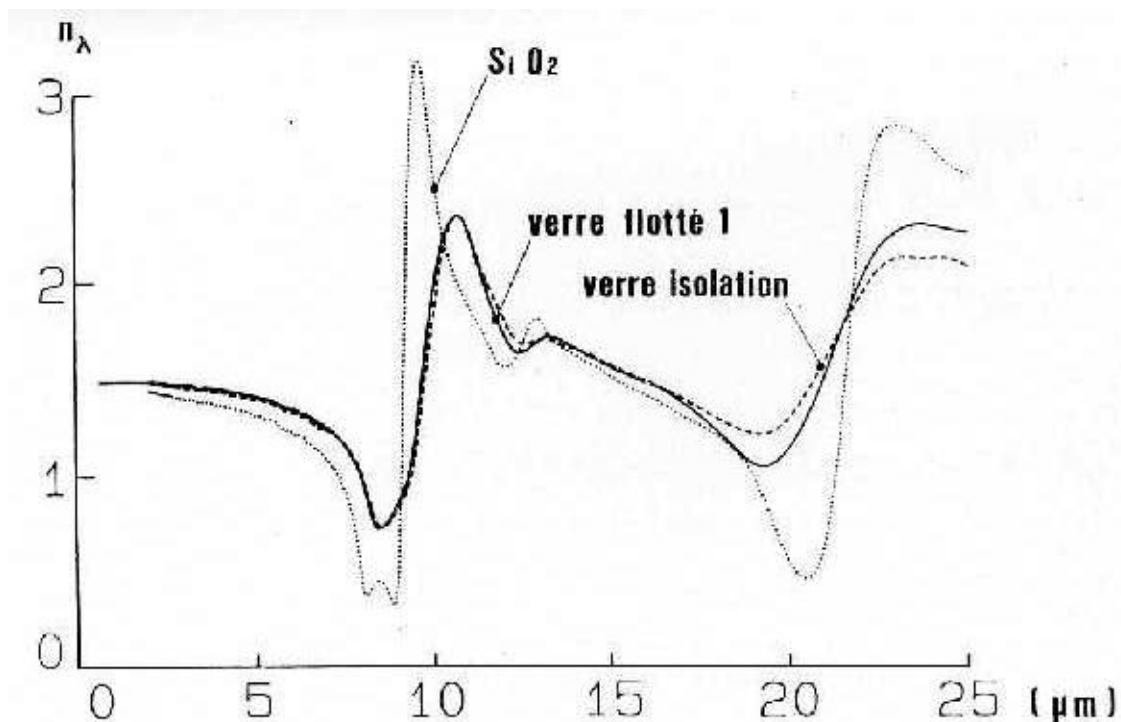


Figura A.2.- Índex de refracció espectral per diferents vidres a 20°C. [Banner-90]

Com podem observar a la figura A.2, l'índex de refracció per la longitud d'ona de 10.6µm val al voltant de 2.4.

Coeficient d'absorció (K): El vidre es comporta com un material semitransparent per la radiació de longitud d'ona per sota de les $4.5\mu\text{m}$. i com un material absolutament absorbent per sobre d'aquest valor. Podem veure-ho a la gràfica de la figura A.3. A temperatura ambient i per $\lambda=10.6\mu\text{m}$ val al entre 10^3 i 10^4cm^{-1} [Bennett-99]. Per al vidre B-270 val $K>700\text{cm}^{-1}$, mesura experimental de [Lupón-00].

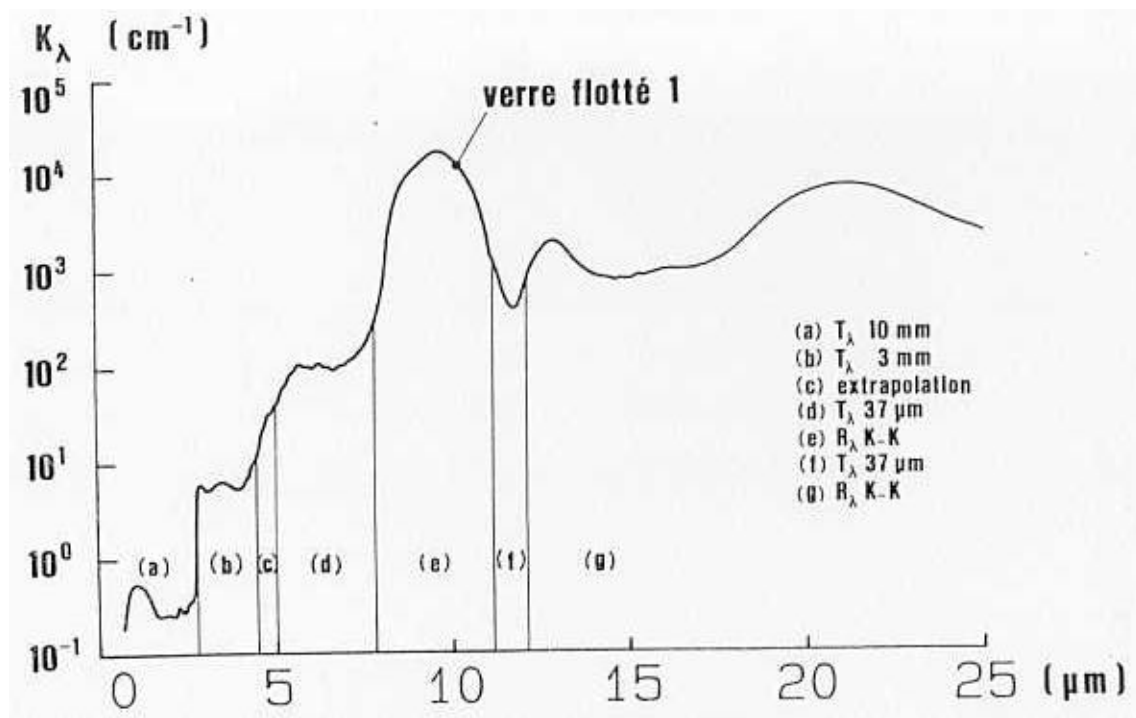


Figura A.3.- Coeficient d'absorció espectral d'un vidre flotat. [Banner-90]

La variació amb la temperatura és petita, i a [Banner-90] podem veure com varia l'espectre d'absorció en funció de la temperatura. A la figura A.4 veiem com l'espectre es desplaça cap a longituds d'ona més grans en augmentar la temperatura i els pics s'eixamplen. Segons això, el coeficient d'absorció podria augmentar lleugerament.

Reflexió (R): La reflectància del vidre es manté constant i petita per les longituds d'ona de l'infraroig fins aproximadament $8\mu\text{m}$. A partir d'aquest punt presenta un pic amb el seu màxim entre les $9\mu\text{m}$ i les $10\mu\text{m}$. Podem veure la gràfica a la figura A.5. A temperatura ambient i per $\lambda=10.6\mu\text{m}$ val $R=20\text{-}25\%$.

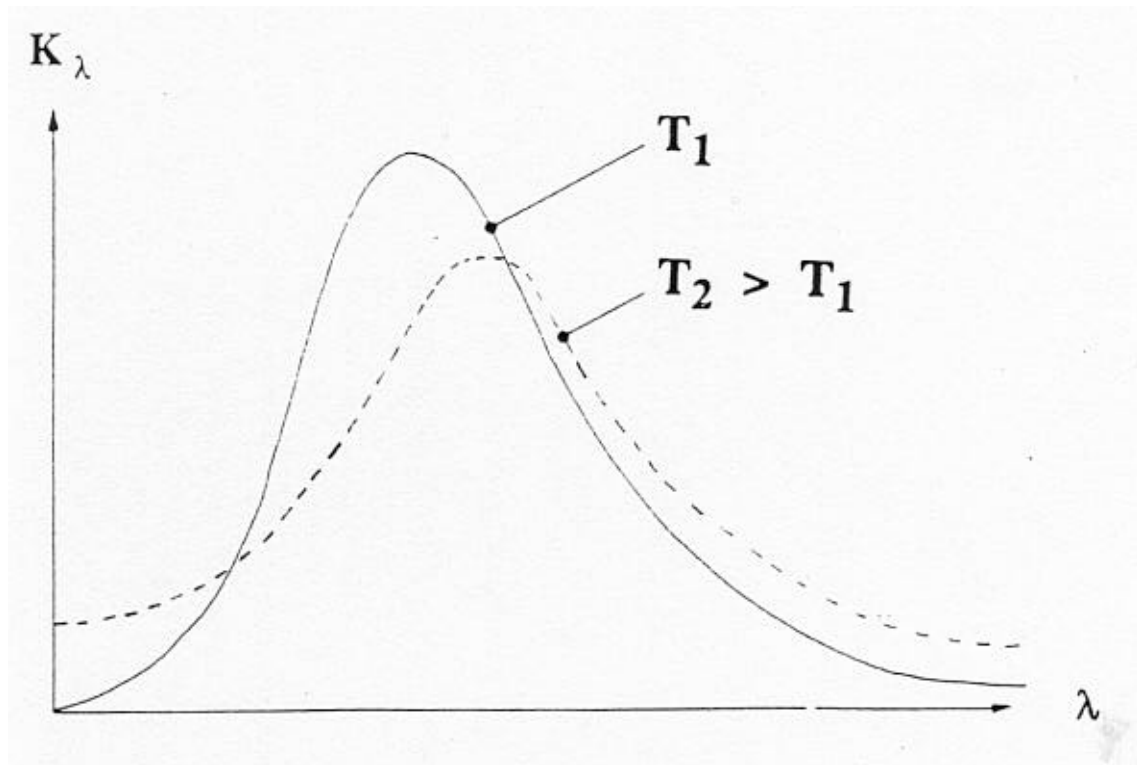


Figura A.4.- Variació del coeficient d'absorció espectral en funció de la temperatura.
[Banner-90]

El coeficient de reflexió també varia amb la temperatura. A la figura A.6 podem veure aquesta variació. Per un vidre flotat, la reflectància disminueix lleugerament amb la temperatura (20-500°C) però per un vidre de sílice la variació és inversa, augmenta lleugerament amb la temperatura (també a [Banner-90]). Per tot això i pel fet que l'índex de refracció canviï bruscament a l'interval de transformació es fa difícil entreveure el comportament de la reflectància a temperatures més elevades.

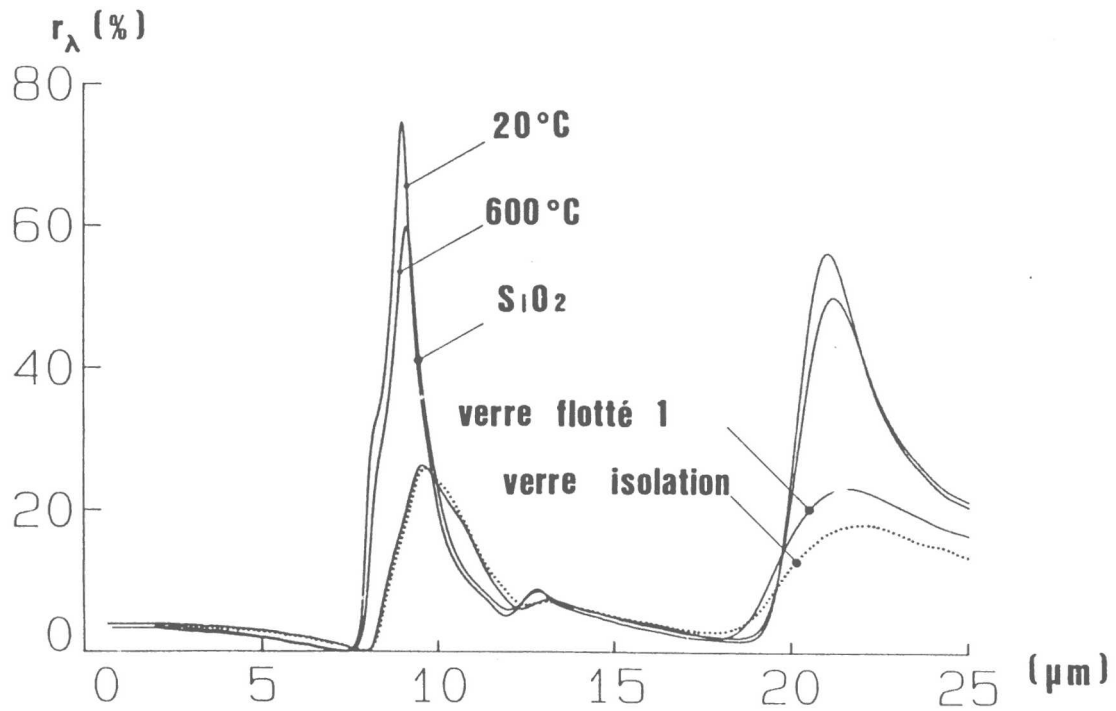


Figura A.5.- Reflectància del vidre de sílice, del vidre flotat (a 20°C) i del vidre aïllant (a 20°C). [Banner-90]

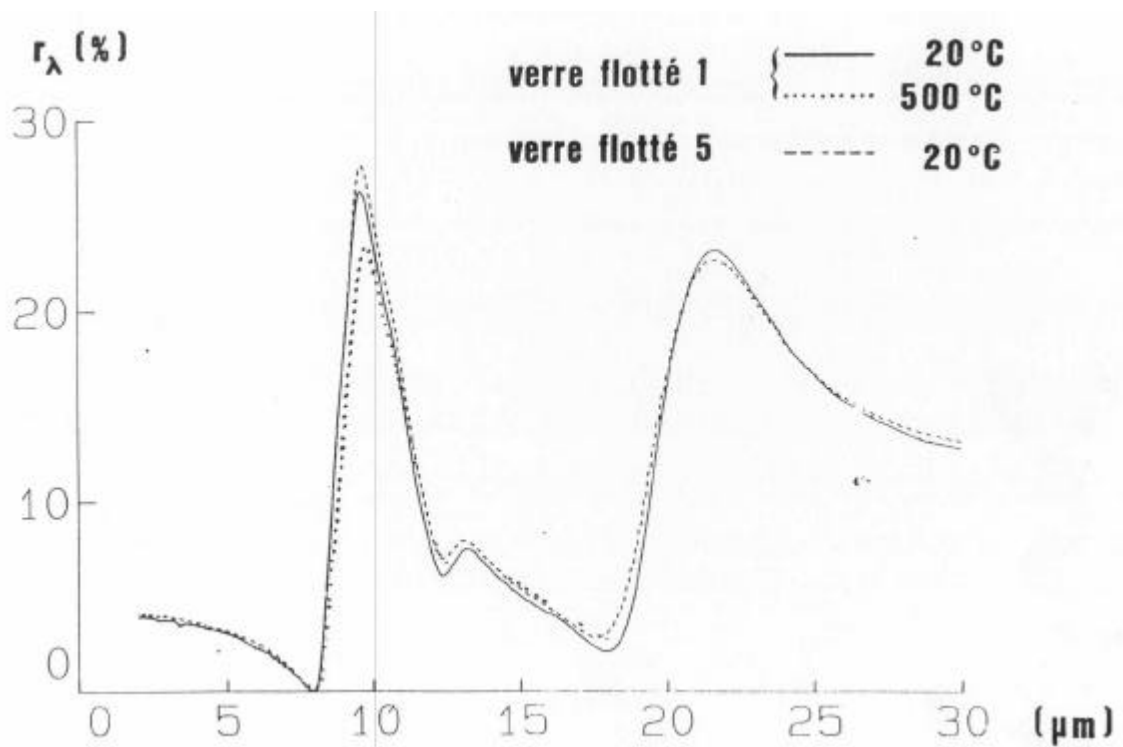


Figura A.6.- Variació espectral amb la temperatura de la reflectància per un vidre flotat. [Banner-90]

A.3.2.- Propietats termomecàniques.

El comportament de les propietats termomecàniques amb la temperatura és el que dona als vidres la majoria de les seves propietats específiques. Aquest comportament és clau per entendre com es produeix el procés de poliment òptic amb làser.

Densitat (ρ): la densitat disminueix en augmentar la temperatura. Per sota de l'interval de transformació la densitat disminueix segons [Mari-82]:

$$r(T) = r_0 \frac{1}{1 + 3\alpha(T - T_0)} \quad Eq. - A.1$$

on α és el coeficient de dilatació tèrmica. A l'interval de transformació la densitat disminueix bruscament i després d'aquest interval continua disminuint més ràpidament. La densitat també depèn de la història tèrmica. Podem veure el seu comportament a la figura A.1 on es mostra la variació del volum específic (invers de la densitat).

Coeficient de dilatació (α): és el paràmetre més important a l'hora d'avaluar les tensions induïdes a la mostra. El seu valor té relació amb el pendent de la corba del volum específic en funció de la temperatura (figura A.1). Per tant tindrà dos valors aproximadament constants, un per sota de l'interval de transformació i un altre, major (aproximadament el triple [Mari-82]), per sobre. Els valors a temperatures baixes (20-300°C) són ben coneguts per a tots els vidres ($\alpha(\text{TRC-33}) = 93 \times 10^{-7}/^\circ\text{C}$, $\alpha(\text{Pyrex}) = 32.5 \times 10^{-7}/^\circ\text{C}$, $\alpha(\text{B-270}) = 83 \times 10^{-7}/^\circ\text{C}$, $\alpha(\text{BL}) = 97.5 \times 10^{-7}/^\circ\text{C}$) mentre que els valors a temperatures elevades són difícils de trobar. Podem veure la importància d'aquest paràmetre en el fet que una reducció del seu valor a una tercera part fa que el vidre passi a ser termorresistent (pyrex). El canvi del coeficient de dilatació a l'interval de transformació fa que sigui necessari preescalfar la mostra. Si no es preescalfa, les tensions induïdes per dilatacions diferents en els punts on hi ha un gradient de temperatura al voltant de la temperatura de transformació, fan que la mostra es fracturi.

Calor específica (C_p): La calor específica augmenta amb la temperatura fins a l'interval de transformació, en aquest augmenta bruscament i després és aproximadament constant. Podem veure aquest comportament a la figura A.7. En el

nostre cas, com el vidre es preescalfa per sobre de la temperatura de transformació, la calor específica es mantindrà constant. Els valors típics en aquest interval de temperatures estan entre 1 i 1.5 kJ°K⁻¹kg⁻¹.

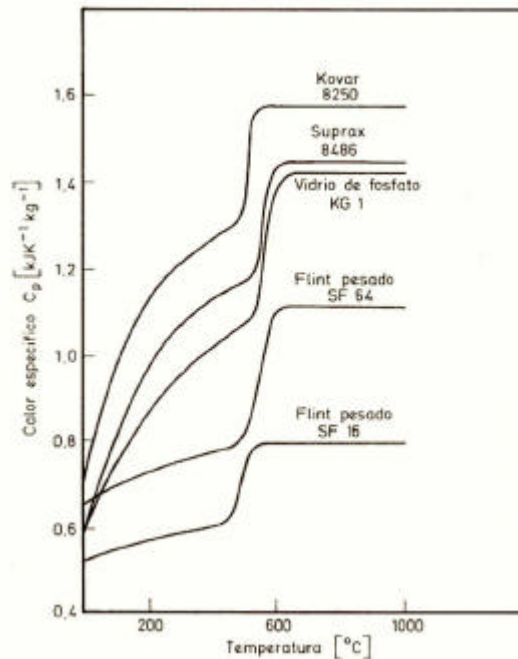


Figura A.7.- Variació de la calor específica d'alguns vidres en funció de la temperatura. [Fernández-85]

Conductivitat tèrmica per conducció (k_c): Els vidres són mals conductors de la calor a baixa temperatura (0.8-1.2 W m⁻¹ °K⁻¹). La conductivitat augmenta linealment amb la temperatura segons l'equació [Banner-90]:

$$k_c = 1.1 + 1.29 \cdot 10^{-3} T \quad (T \text{ en } ^\circ\text{C}) \quad \text{Eq. - A.2}$$

expressada en W m⁻¹ °K⁻¹ i vàlida fins a 1300°C per a un vidre de finestra.

Viscositat (η): la viscositat és un paràmetre molt ben conegut per a tots els vidres a totes les temperatures, és un paràmetre clau en la formació del vidre. La variació de la viscositat amb la temperatura la podem veure a la figura A.8. El punt més important de la corba és l'interval de transformació, va des de $\eta=10^{14.5}$ dPa.s (punt inferior de recuit, *strain point*) fins a $\eta=10^{13}$ dPa.s (punt superior de recuit, *annealing point*). En aquest interval hi ha el punt d'inflexió de la corba, el punt de transformació T_g , on la viscositat val aproximadament $10^{13.3}$ dPa.s. Aquests punts són anomenats punts fixos de viscositat, en ells es donen fenòmens físics ben definits. Per exemple, els punts

Apèndix A.

inferior i superior de recuit són aquells en els que en un procés de recuit les tensions internes es relaxen en 16 hores o 15 minuts respectivament. Per sota de l'interval de transformació el vidre es comporta com un sòlid elàstic i per sobre, l'anomenem vidre fos i té un comportament plàstic-viscós, per tant qualsevol deformació induïda serà permanent. Aquest comportament plàstic fa necessària una bona uniformització de la irradiació làser, ja que si la irradiació no és uniforme i provoca alguna deformació, aquesta serà permanent. Finalment, les viscositats entre 10^4 i 10^2 dPa.s determinen l'interval de treball, temperatures a les que el vidre fos es treballa als forns de formació.

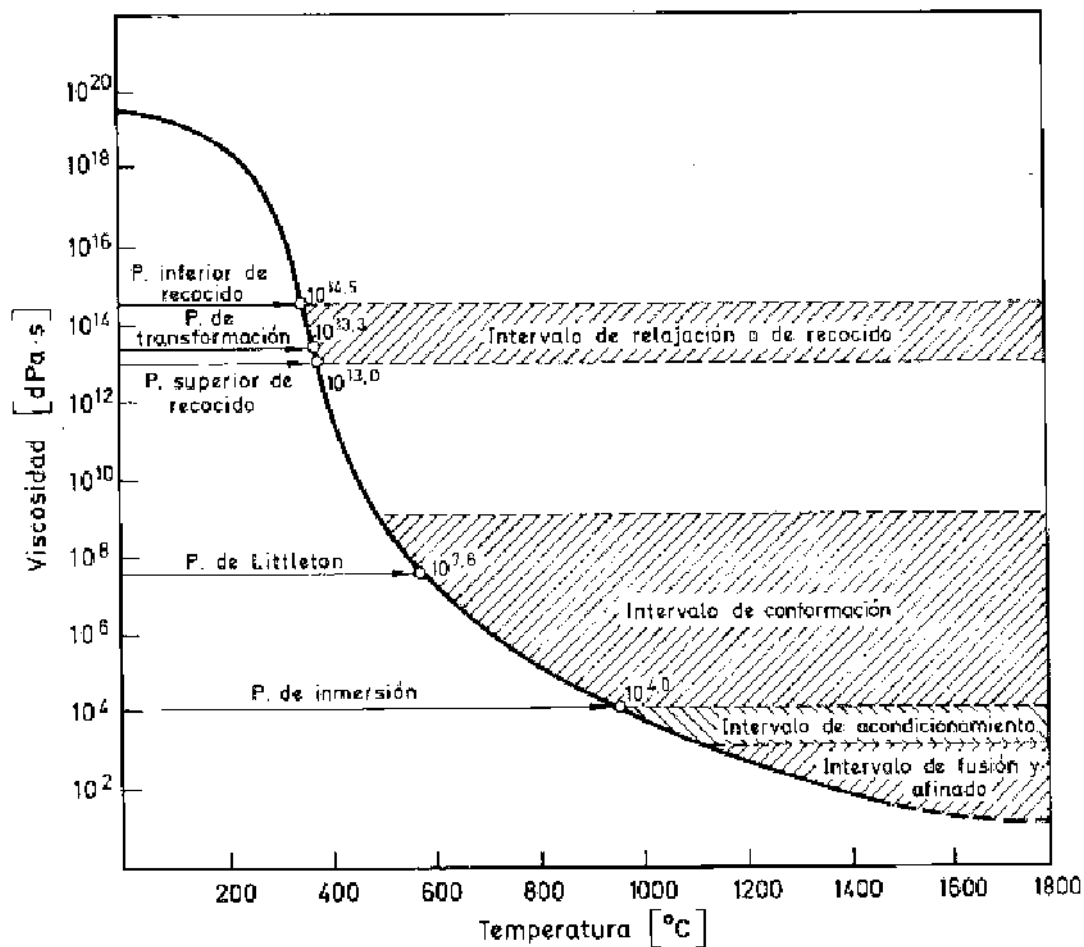


Figura A.8.- Variació de la viscositat en funció de la temperatura, es mostren els punts fixos i els intervals de viscositat. [Fernández-85]

Tensió superficial (σ): la tensió superficial depèn de la temperatura, la concentració de components i l'atmosfera que envolta la mostra. La tensió superficial només se sentit per valors de viscositat menors de 10^8 dPa.s. La tensió superficial per un vidre fos entre 1250°C i 1400°C varia entre 0.3 i 0.4 N/m. Els vidres termorresistents

(borosilcats, pyrex) presenten una tensió superficial menor 0.24 N/m a 1300°C. Normalment la tensió superficial disminueix amb la temperatura de forma lineal, aquesta variació no es gaire gran, si la temperatura augmenta 100°C, la tensió superficial disminueix en 5×10^{-3} N/m [Mari-82]. L'atmosfera que envolta la mostra també influeix en el valor de la tensió superficial, especialment la presència de vapor d'aigua, que pot fer disminuir la tensió superficial fins a un 30%.

TAULA A.2.- RESUM DE LES PROPIETATS DEL VIDRE TRC-33.

	Símbol/ fórmula	Unitats	T (°C)	Valor
Densitat	ρ	gr/cm ³	20 530 1000	2.566 2.53 2.38
Calor específica	C_p	J/gr°C	>T _g	1.55
Coef. de dilatació tèrmica	α	°C ⁻¹	20-300	93×10^{-7}
Conductivitat tèrmica	k_c	W/m°C	$1.1 + 1.29 \times 10^{-3} T$ (T en °C)	
Viscositat	η	dPa.s	20 495 530 705 885 995 1155	10^{18} $10^{14.5}$ 10^{13} $10^{7.6}$ 10^5 10^4 10^3
Índex de refracció	$n + i\kappa$		2.4 + i(0.3-0.4)	
Tensió superficial	σ	N/m	1250-1400	0.3-0.4
Difusivitat	$D = k_c / \rho C_p$	mm ² /s	20 530 1000	0.27 0.46 0.6
Longitud de difusió	$L = (4Dt)^{1/2}$	mm	1000	t=1s - <1.55 t=2s - <2.2 t=8s - <4.4
Nombre de Reynolds ⁽¹⁾	$Re = \rho v l / \eta$		1000	2.38×10^{-6}
Nombre de Prandtl ⁽²⁾	$Pr = \eta / \rho D$		1000	7×10^5
(1) $v=1$ mm/s; $l=1$ mm; Si $Re < 200$ el flux és laminar.				
(2) Si $Pr > 1$ el moviment de massa va per davant de la conducció de calor.				

Apèndix B:

Caracterització superficial. Normes.

La caracterització superficial de les mostres està recollida a les normes ASME B46.1.-1995 i ISO 4287:1997. En aquest apèndix farem un extracte d'aquells apartats que ens faran servei i explicarem com hem caracteritzat les nostres mostres.

B.1.- Nomenclatura.

Tipus de superfícies:

Superfície: Una superfície és la frontera que separa un objecte d'un altre objecte o substància.

Superfície nominal: Una superfície nominal és la superfície pretesa. La forma i extensió d'una superfície nominal es dibuixen i dimensionen en un plànol. La superfície nominal no inclou la textura superficial pretesa.

Superfície real: Una superfície real és la frontera actual d'un objecte. Es desvia de la superfície nominal com a resultat del procés de fabricació. Les diferències depenen de les propietats, composició i estructura del material que està fet l'objecte.

Superfície mesurada: La superfície mesurada és la representació de la superfície real obtinguda amb algun instrument de mesura. Aquesta distinció es deu a que cap mesura donarà exactament la superfície real.

Geometria superficial:

Forma: És la geometria pretesa d'una superfície respecte d'una línia recta (o un pla).

Error de forma: L'error de forma són les desviacions de major longitud d'ona de la superfície real respecte de la superfície nominal. Són errors deguts a problemes de gran escala en la fabricació de les superfícies, incorrecte alineament de l'eina, mala subjecció, moviments defectuosos de les guies, les eines, els eixos, En el nostre cas l'error de forma abasta les desviacions de l'esfera nominal, dades subministrades per ESSILOR S.A., i els possibles canvis de curvatura induïts pel procés d'irradiació làser.

Textura superficial:

La textura superficial és la combinació de les desviacions de menor longitud d'ona de la superfície nominal. La textura superficial inclou rugositat, ondulacions, defectes aleatoris i estructures predominants, és a dir, totes les desviacions de menor longitud d'ona que l'error de forma (figura B.1).

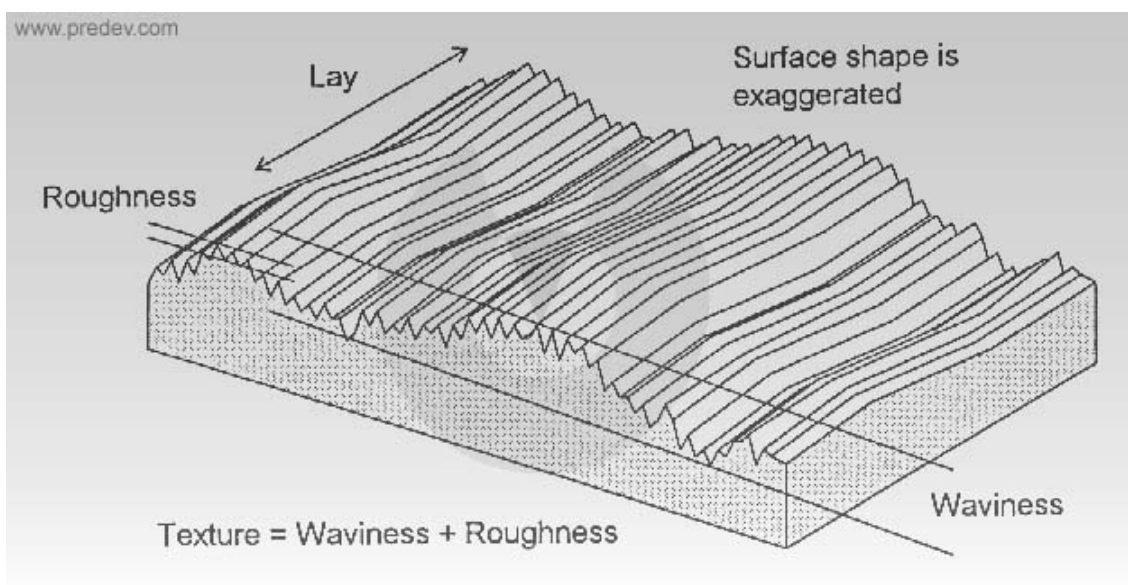


Figura B.1.- Esquema de textura superficial on es mostra la rugositat (*roughness*), les ondulacions (*waviness*) i l'estructura predominant (*lay*). Font://www.predev.com.

Rugositat (*roughness*): La rugositat inclou les irregularitats de més curta longitud d'ona de la superfície. És una conseqüència característica del procés de fabricació. És una estructura isotròpica i aleatòria.

Ondulacions (*waviness*): Les ondulacions són les desviacions de major longitud d'ona de la superfície. Són desviacions intermitges entre la rugositat i l'error de forma. La rugositat es pot considerar sobreposada a les ondulacions.

Defectes aleatoris (*flaws*): Són defectes no desitjats, aïllats i aleatoris. Amb aquest terme ens referim a ratlles, forats, esquerdes, dipòsits...

Estructura predominant (*lay*): És la direcció predominant de la textura superficial. Habitualment la determina el mètode de producció o la seva geometria. Les màquines eina acostumen a produir superfícies amb una estructura predominant, estries o pics i valls en la direcció en la que l'eina escombra la superfície (figura B.2).

B.2.- Mesura de la textura superficial.

Els paràmetres definits fins ara són inherents a la superfície i independents del mètode de mesura. Els mètodes de mesura de la textura superficial es poden dividir en mètodes amb contacte i sense i en tridimensionals (àrees) i bidimensionals (perfils).

Perfils i àrees:

Un perfil és la línia d'intersecció de la superfície amb un pla perpendicular a ella.

Nominal: Un perfil nominal és la línia d'intersecció de la superfície nominal amb un pla perpendicular a ella. Habitualment és una línia suau de la que coneixem la seva expressió matemàtica.

Real: Un perfil real és la línia d'intersecció de la superfície real amb un pla perpendicular a ella.

Mesurat: Un perfil mesurat és una representació del perfil real obtingut amb un instrument de mesura. Habitualment és representa al pla X-Z.

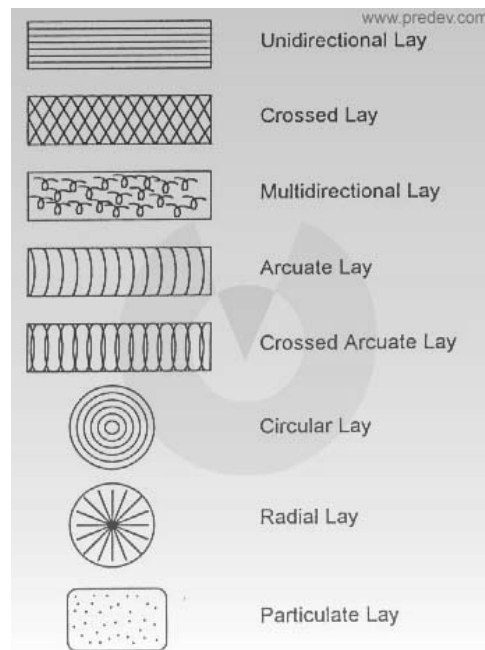


Figura B.2.- Diferents tipus d'estructures predominants (*lay*). Font://www.predev.com.

Modificat: Un perfil modificat és un perfil mesurat que ha estat filtrat per tal d'emfatitzar alguna característica de la textura superficial o minimitzar-la. Podem filtrar les components de forma i ondulacions (freqüències espacials grans) per tal de mesurar la rugositat (figura B.3).

Àrea (mapa topogràfic): La juxtaposició de diferents perfils paral·lels ens donaran la representació d'una àrea de la mostra. Obtindrem una funció $Z(x, y)$. Les mateixes definicions fetes pels perfils serveixen per les àrees amb les adaptacions oportunes.

B.3.- Paràmetres de mesura.

Rugositat promig (R_a): És el promig aritmètic dels valors absoluts de les desviacions $z(x)$ del perfil de rugositat (de longitud L) respecte de la línia promig.

$$R_a = \frac{1}{L} \int_0^L |Z(x)| dx$$

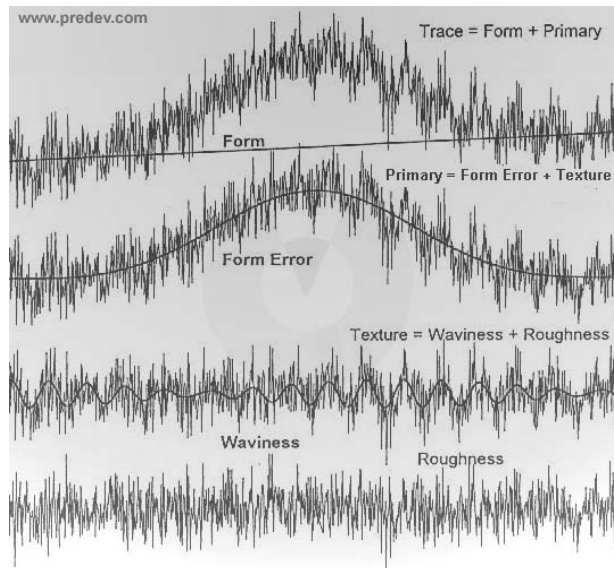


Figura B.3.- Divisió d'un perfil mesurat en components segons la seva longitud d'ona espacial. Error de forma, ondulacions (waviness) i rugositat. Font://www.predev.com.

Rugositat arrel quadràtica mitja (RMS, R_q): És el promig aritmètic de les arrels quadràtiques mitges de les desviacions del perfil de rugositat (de longitud L) respecte de la línia promig.

$$R_q = \sqrt{\frac{1}{L} \int_0^L Z(x)^2 dx}$$

Pic a vall (*Peak-to-valley*, P-V, R_t , W_t): És la distància vertical des del punt més alt al més baix del perfil. S'utilitza tant en els perfils de rugositat com d'ondulacions.

B.4.- Longituds de mesura.

Com hem pogut veure fins ara, un dels paràmetres importants per caracteritzar la textura superficial és la longitud d'ona espacial (inversa de la freqüència espacial) dels defectes a estudiar (rugositat, ondulacions o defecte de forma). Segons [Bennet-99] aquestes longituds són:

Forma: Els defectes en donar la forma òptica a una superfície tenen una longitud d'ona superior als 10 mm. per tant, per avaluar els defectes de forma ho farem sobre un perfil al llarg de tot el diàmetre de la mostra (50-80 mm.).

Textura superficial:

Ondulacions: Els defectes a les superfícies ondulades tenen longituds d'ona des de desenes de micres fins centenars de micres o algun mil límetre. Nosaltres avaluarem les ondulacions sobre un perfil de 2.5 a 3 mm. (depenen de la curvatura de la mostra), la màxima longitud que permet mesurar el microscopi interferencial amb desplaçament de fase del que disposem.

Rugositat: Les superfícies polides amb un torn de diamant presenten rugositats amb longituds d'ona des de poques micres fins a poques desenes de micres i les polides mecànicament (com les lents convencionals) des de fraccions de micra fins a poques micres. Mesurarem els paràmetres de rugositat en un longitud estàndard de 80 micres de perfil.

Direcció predominant: Les mostres subministrades per ESSILOR S.A. presenten una estructura en forma d'espiral deguda a la màquina eina utilitzada per generar les superfícies. Aquesta espiral té un període espacial al voltant de dos mil límetres. Podem veure un mapa amb aquesta textura inscrita a la figura 3.4. Aprofitarem els perfils d'ondulacions per veure com evoluciona aquesta estructura.

B.5.- Descripció dels instruments de mesura.

Per caracteritzar la textura superficial disposem d'un microscopi interferencial amb desplaçament de fase MICROMAP 512. Disposem d'objectius interferencials tipus Mireau amb augments de 40x, 10x i tipus Michelson amb augments de 2.5x amb els que aquest microscopi permet fer perfils i mapes de la superfície des de $40 \times 40 \mu\text{m}^2$ fins a $2.5 \times 3.2 \text{ mm}^2$. Amb ells hem avaluat tant la rugositat de les mostres com les ondulacions.

La variació a la curvatura ha estat avaluada al nostre laboratori amb sagímetres i, algunes mostres s'han mesurat a les instal·lacions d'INDO S.A. amb un perfilòmetre *stylus* de disseny propi que permet obtenir perfils i mapes superficials, o a les

instal·lacions d'ESSILOR S.A. amb un perfilòmetre *stylus* FORM TALYSURF per als perfils i un altre ANORAD pels mapes superficials.

També hem utilitzat puntualment un sistema perfilomètric confocal sense contacte desenvolupat al nostre laboratori (Pμ) i sistemes de polariscopis, sistemes ombroscòpics...

Apèndix C:

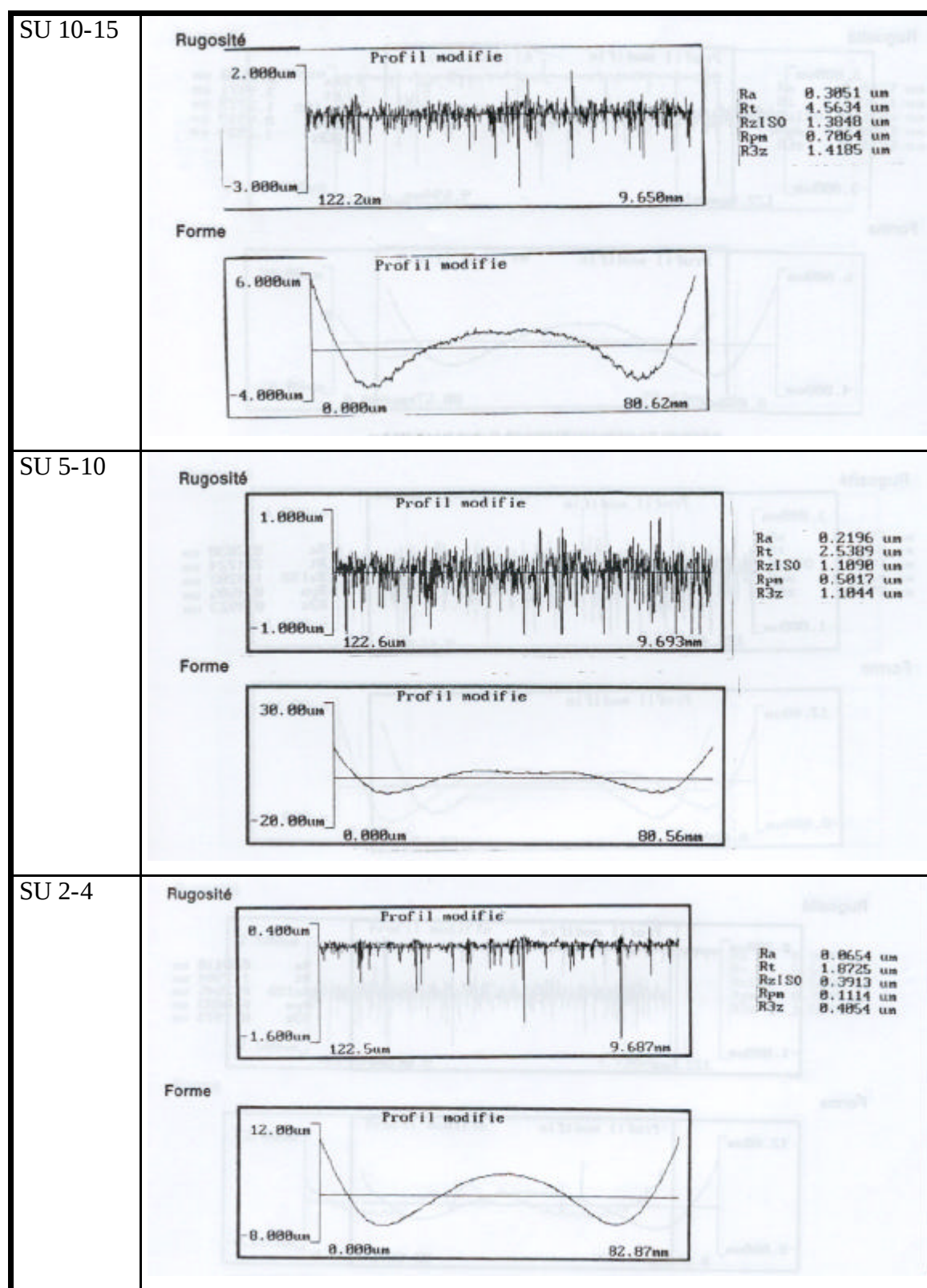
Classificació de les mostres.

Les mostres utilitzades en aquest treball han estat proporcionades per les empreses ESSILOR S.A. i INDO S.A en el marc del conveni de cooperació [C-1807-93] i del projecte PETRI-93-0024.

ESSILOR S.A. ha proporcionat motlles circulars de vidre TRC-33 i BL 800.01 (de Corning), de 83 mm i 50 mm de diàmetre i un gruix de 5 mm. La textura superficial de les mostres està formada per rugositat, ondulacions o *waviness* i un patró característic en forma d'espiral (podeu consultar les normes relatives a la textura superficial a l'apèndix B).

Del primer enviament de 225 mostres, es disposa en 180 de mesures inicials de rugositat i forma al llarg d'un meridià passant pel centre de la peça realitzades a ESSILOR S.A. amb un perfilòmetre palpador Form Talysurf. Els valors màxims de rugositat d'aquestes mostres (ACABAT SU 10-15 μm) està al voltant de 500 nm RMS. Les mostres es classifiquen en tres grups iguals segons el seu radi de curvatura (B2-radi 254mm, B5-radi 101mm i B8-radi 60mm).

A la Taula C.1 es mostra la rugositat i els perfils inicials obtinguts amb el perfilòmetre Form Talysurf de mostres representatives de TRC-33.



Taula C.1.- Rugositat i perfils de les mostres, mesurats amb un FORM TALYSURF.

En una segona sèrie ESSILOR S.A va proporcionar 24 mostres de radi de curvatura 101 mm (classificades a efectes interns com B5-N) i 25 de radi de curvatura

de 253.56 mm (B2-N) en les que es va intentar reduir les ondulacions en forma d'espiral. Per aconseguir això es va realitzar un preafinat amb abrasiu de 2-4 μm i es va fer l'afinat final amb abrasiu de 10-15 μm en les mostres B5-N, i amb abrasiu de 5-10 μm en les B2-N. D'aquestes mostres es disposa d'informació individual de la seva rugositat R_a i R_t i s'ha pogut comprovar que aquesta és més gran que les equivalents del primer enviament.

En un tercer enviament ESSILOR S.A. va proporcionar 80 mostres per a l'estudi de l'eliminació de les ondulacions. Una part d'aquestes mostres (50) no presentaven ondulacions en forma d'espiral (acabat SU 2-4 μm + DX-15), encara que la rugositat era major a les equivalents SU 2-4 μm de l'enviament anterior. La resta eren com les de l'enviament precedent. De totes aquestes mostres també es disposa de mesures de rugositat R_a i R_t fetes amb el perfilòmetre Form Talysurf. Aquestes mostres eren de vidre BL 800.01, material amb les mateixes propietats que el TRC-33.

Les mostres classificades a partir del radi de curvatura de la cara còncava i del diàmetre del abrasiu emprat en el procés d'afinat de la superfície es troben a la taula C.2.

Per la seva part, INDO S.A. va proporcionar mostres afinades de vidre TRC-33 sense la presència d'ondulacions espirals, la rugositat inicial de totes elles és superior a les esmentades anteriorment. El diàmetre d'aquestes mostres també era de 80 mm i el gruix de 5 mm. Així mateix, va proporcionar mostres de BK7 amb diferents nivells de rugositat (desbastat, afinat) per a l'estudi preliminar i les proves necessàries.

RADI DE CURVATURA			
ACABAT SU	R1	R2	R3
	253,56 mm	101 mm	61,38 mm
10-15 µm	B2-1 a B2-5		
	B2-16 a B2-25	B5-1 a B5-5	B8-1 a B8-5
	B2-61 a B2-70	B5-16 a B5-35	B8-16 a B8-35
	(25 mostres)	(25 mostres)	(25 mostres)
5-10 µm	B2-6 a B2-10		
	B2-26 a B2-40	B5-6 a B5-10	B8-6 a B8-10
	B2-71 a B2-75	B5-36 a B5-55	B8-36 a B8-55
	(25 mostres)	(25 mostres)	(25 mostres)
2-4 µm	B2-11 a B2-15		
	B2-41 a B2-60	B5-11 a B5-15	B8-11 a B8-15
	B2-41 a B2-60	B5-56 a B5-75	B8-56 a B8-75
	(25 mostres)	(25 mostres)	(25 mostres)
2-4 µm	B2N1 a B2N25		
	(25 mostres)	B5N1 a B5N24	
	(25 mostres)	(24 mostres)	
	+SU 5-10 µm	+SU 10-15 µm	
5 µm +15 ⁿ	Ø= 83mm (5 mostres)		
	Ø= 50mm (25 mostres)		
2-4 µm + DX-15	Ø= 83mm (25 mostres)		
	Ø= 50mm (25 mostres)		

Taula C.2.- Mostres de vidre proporcionades pes ESSILOR S.A.

Referències.

- [Allcock-95].- G. Allcock, P.E. Dyer, G. Elliner, H.V. Snelling. 'Experimental observations and analysis of CO₂ laser-induced microcracking of glass'. J. Appl. Phys. **78** (12), 7295-7303 (1995).
- [Anthony-77].- T.R. Anthony and H.E. Cline, " Surface rippling induced by surface-tension gradients during laser surface melting and alloying," J. Appl. Phys. **48** (9), 3888-3894 (1977).
- [Armengol-95].- J. Armengol. 'Estudi de la integració de feixos coherents amb miralls facetats'. Treball d'investigació de tercer cicle. Departament d'òptica i optometria. U.P.C. 1995.
- [Armengol-97].- J. Armengol, F. Vega, N. Lupón and F. Laguarta. "A two-faceted mirror for active integration of coherent high power laser beams," Appl.Opt. **36**(3), 658-661 (1997).
- [Bach-98].- H. Bach, N. Neuroth Eds. The properties of optical glass. Springer-Verlag, Berlin, 1998.
- [Banner-90].- D. Banner. 'Propriétés radiatives des verres et des fontes de silicates. Modélisation des transferts de chaleur'. PhD Thesis. Ecole centrale de Paris. (1990).
- [Barton-98].- I.M. Barton, M.R. Taghizadeh. 'Application of oprimization algorithms to the design of diffractive optical elements for custom laser resonators' Opt. Lett. **23** (3), 198-200 (1998).
- [Baumgart-95].- P. Baumgart, D.J. Krajnovich, T.A. Nguyen, A.C. Tam. 'A new laser texturing technique for high performance magnetic disk drives.' IEEE Transactions on magnetics **31** (6), 2946-2951 (1995).
- [Beadie-98].- G. Beadie, W.S. Rabinovich, J. Sanghera, I. Aggarwal. 'Fabrication of microlens in bulk chalcogenide glass.' Opt Comm. **152**, 215-220 (1998).
- [Belvaux-75].- Y. Belvaux, S. P. S. Virdi. "A method for obtaining a uniform non-gaussian laser illumination". Opt. Comm. **15**, 193-195 (1975).
- [Bengtsson-96].- Jörgen Bengtsson. 'Kinoform-only Gaussian-to-rectangle beam shaper for a semiconductor laser'. Appl. Opt. **35** (20), 3807-3814. July 1996.
- [Bennett-95].- T.D. Bennett, C.P. Grigoropoulos, D.J. Krajnovich. 'Near-threshold laser sputtering of gold.' Journal of Applied Physics **77** (2), 849-864 (1995).
- [Bennett-97].- T.D. Bennett, D.J. Krajnovich, C.P. Grigoropoulos, P. Baumgart, A.C. Tam. 'Marangoni mechanism in pulsed laser texturing of magnetic disk substrates.' Journal of heat transfer. **119**, 589-596 (1997).

Referències.

- [Bennett-98].- T.D. Bennett, D.J. Krajnovich, L. Li, D. Wang. 'Mechanism of topography formation during CO₂ laser texturing of silicate glasses.' *Journal of Applied Physics* **84** (5), 2897-2905 (1998).
- [Bennett-99].- T.D. Bennett, D.J. Krajnovich, L. Li. 'Thermophysical modelling of bump formation during CO₂ laser texturing of silicate glasses.' *Journal of Applied Physics* **85** (1), 153-159 (1999).
- [Bennet-99].- J.M. Bennet, L. Mattson. Introduction to surface roughness and scattering. Optical Society of America: Washington D.C., 1999.
- [Bett-95].- T. H. Bett, C. N. Danson, P. Jinks, D. A. Pepler, I. N. Ross, R. M. Stevenson. 'Binary phase zone-plate arrays for laser-beam spatial-intensity distribution conversion'. *Appl. Opt.* **34**, 20, 4025-4036. July 1995.
- [Buerhop-90].- Buerhop, C., Blumenthal, B., Weissmann, R., Lutz, N., Biermann, S. 'Glass surface treatment with excimer and CO₂ lasers.' *Appl. Surf. Sci.* **46**, 430-434 (1990).
- [Buerhop-92].- Buerhop, C., Weissmann, R., Lutz, N. 'Ablation of silicate glasses by laser irradiation: modelling and experimental results.' *Appl. Surf. Sci.* **54**, 187-192 (1992).
- [C-1807-93].- 'Desarrollo de un prototipo de instalación preindustrial para la obtención de superficies ópticas pulidas en vidrios minerales convencionales mediante tratamiento térmico superficial con láser de CO₂' Conveni C-1807.
- [Calatroni-82].- J. Calatroni, G. Da Costa, "Interferometric determination of the surface profile of a liquid heated by a laser beam," *Opt. Comm.* **42** (1), 5-9 (1982).
- [Chang-98].- Sie Poon Chang, Jin-Min Kuo, Yar-Ping Lee, Chen-Min Lu, Kow-Je Ling. 'Transformation of Gaussian to coherent uniform beams by inverse-Gaussian transmittive filters'. *Appl. Opt.* **37** (4), 747-752 (1998).
- [Chen-97].- Yansong Chen, Dehua Li, Yunlong Sheng. 'Beam-shaping element with reduced sensitivity to input variations'. *Appl. Opt.* **36**, 3, 568-571. Jan.-1997.
- [Chen-98].- G. Chen, X. Xu, C.C. Poon, A.C. Tam. 'Laser assisted microscale deformation of stainless steels and ceramics.' *Opt. Eng.* **37** (10), 2837-2842 (1998).
- [Chui-75].- Chui, G.K. 'Laser cutting of hot glass'. *Ceramic bulletin* **54** (5), 514-518 (1975).
- [Churin-99].- E.G. Churin. 'Diffraction limited laser beam shaping by use of computer generated holograms with dislocations'. *Opt. Lett.* **24** (9), 620-621 (1999).
- [Cong-98].- W.-X. Cong, N.-X. Chen, B.-Y. Gu. 'Beam shaping and its solution with the use of an optimization method'. *Appl. Opt.* **37** (20), 4500-4503 (1998).
- [Cullis-79].- A. G. Cullis, H. C. Webber, P. Bailey. 'A device for laser beam diffusion and homogenisation'. *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **12**, 688-689 (1979).
- [Da Costa-82].- G. Da Costa, "Competition between capillary and gravity forces in a viscous liquid film heated by a Gaussian laser beam," *J. Physique* **43**, 1503-1508 (1982).
- [Dagenais-85].- D. M. Dagenais, J. A. Woodroffe i I. Itzkan. "Optical beam shaping of a high power laser for uniform target illumination". *Appl. Opt.* **24**, 671-675 (1985).
- [Danziger-96].- Yochay Danziger, Erez Hasman, Asher A. Friesen, Adolf W. Lohmann. 'Multilevel diffractive elements for generalized wavefront shaping'. *Opt. Eng.* **35** (9), 2556-2565 (1996).
- [Deng-86].- Ximing Deng, Xiangchun Liang, Zezun Chen, Wenyan Yu, Renyong Ma. 'Uniform illumination of large targets using a lens array'. *Appl. Opt.* **25** (3), 377-381 (1986).
- [De Von-98].- W.G. DeVon. 'Gaussian beam intensity flattener'. *Opt. Eng.* **37** (7), 2185-2187 (1998).

- [Dew-92].- S. K. Dew, R. R. Parsons. "Absorbing filter to flatten gaussian beams". Appl. Opt. **31**, 3416-3419 (1992).
- [Dickey-88].- Fred M. Dickey, Burton D. O'Neil. 'Multifaceted laser beam integrators: general formulation and design concepts'. Opt. Eng. **27** (11), 999-1007 (1988).
- [Dickey-96].- Fred M. Dickey, Scott C. Holswade. 'Gaussian laser beam profile shaping'. Opt. Eng. **35** (11), 3285-3295 (1996).
- [Dixit-93].- S. N. Dixit, I. M. Thomas, B. W. Woods, A. J. Morgan, M. A. Henesian, P. J. Wegner, H. T. Powell. 'Random phase plates for beam smoothing on the Nova laser'. Appl. Opt. **32** (14), 2543-2554 (1993).
- [Dixit-94].- S. N. Dixit, J. K. Lawson, K. R. Manes, H. T. Powell, K. A. Nugent. 'Kinoform phase plates for focal plane irradiance profile control'. Opt. Lett. **19** (6), 417-419 (1994).
- [Dresel-96].- Thomas Dresel, Mathias Beyerlein, Johannes Schwider. 'Design and fabrication of computer-generated beam-shaping holograms'. Appl. Opt. **35** (23), 4615-4621 (1996).
- [Duparré-95].- M. Duparré, M. A. Golub, B. Lüdge, V. S. Pavelyev, V. A. Soifer, G. V. Uspleniev i S. G. Volotovskii. "Investigation of computer-generated diffractive beam shapers for flattening of single-modal CO₂ laser beams". Appl. Opt. **34**, 2489 (1995).
- [Evans-98].- N.C. Evans, D.L. Shealy. 'Design and optimization of an irradiance profile shaping system with a genetic algorithm method'. Appl. Opt. **37** (22), 5216-5221 (1998).
- [Fähnle-98].- Fähnle, O.W., van Brug, H., Frankena, H.J. 'Fluid jet polishing of optical surfaces'. Appl. Opt. **37** (28), 6771-6773 (1998).
- [Fernández-85].- J.M. Fernández. El vidrio. CSIC, Madrid, 1985.
- [Flury-99].- M. Flury, J. Fontaine, P. Gérard, T. Engel. 'Excimer laser fabrication of low cost diffractive optical prototypes for CO₂ laser marking applications'. SPIE vol. 3822. 155-162 (1999).
- [Fritze-98].- Fritze, M., Stern, M.B., Wyatt, P.W. 'Laser-fabricated glass microlens arrays'. Opt. Lett. **23** (2), 141-143 (1998).
- [Frost-98].- Frost, F., Schindler, A., Bigl, F. 'Ion beam smoothing of indium containing III-V compound semiconductors'. Appl. Phys. A **66** (6), 663-8 (1998).
- [García-Beltrán-96].-García-Beltrán, A. 'Desarrollo y validación de un modelo computacional para la predicción y caracterización de procesos de tratamiento térmico superficial de materiales con láser'. PhD Thesis. Universidad Politécnica de Madrid (1996).
- [Geary-88].- Joseph M. Geary. 'Channel integrator for laser beam uniformity on target'. Opt Eng. **27**, 11, 972-977. November 1988.
- [Gillman-98].- Gillman, B.E., Jacobs, S.D. 'Bound-abrasive polishers for optical glass'. Appl. Opt. **37** (16), 3498-3505 (1998).
- [Golub-99].- M.A. Golub. 'Generalized conversion from the phase function to the blazed surface-relief profile of diffractive optical elements'. J. Opt. Soc. Am. A. **16** (5), 1194-1201 (1999).
- [González-87].- R. González, P. Wintz. 'Digital image processing'. Addison-Wesley, 1987.
- [Graydon-99].- Graydon, O. 'Fluid finishing of optics: an attractive alternative to polishing pads'. OLE **59**, 30 (1999).

Referències.

- [Grojean-80].- R.E. Grojean, D. Feldman, J.F. Roach. "Production of flat top beam profiles for high energy lasers". Rev. Sci. Instrum. **51**(3), 375-376 (1980).
- [Guosheng-82].- Z. Guosheng, P.M. Fauchet and A.E. Siegman, "Growth of spontaneous periodic surface structures on solids during laser illumination," Phys. Rev. B **26** (10), 5366-5381 (1982).
- [Gur-98].- I. Gur, D. Mendlovic. 'Diffraction limited domain flat-top generator'. Opt. Comm. **145** 237-248 (1998).
- [Han-83].- Chang-Yuan Han, Yukihiro Ishii, Kazumi Murata. 'Reshaping collimated laser beams with Gaussian profile to uniform profiles'. Appl. Opt. **22**, 2, 3644-3647. Nov.-1983.
- [Haupt-97].- Ch. Haupt, M. Pahlke, R. Krupka, J. Tiziani. 'Computer-generated microcooled holograms in silicon for material processing with a CO₂ laser'. Appl. Opt. **36**, 19, 4411-4418. July 1997.
- [Hed-87].- Hed, P.P., Edwards, D.F. 'Optical glass fabrication technology. 2: Relationship between surface roughness and subsurface damage'. Appl. Opt. **26** (21), 4677-4680 (1987).
- [Henning-94].- Thomas Henning i Marcus Scholl. 'Beamshaping by multifaceted integrator mirrors: effects of partial coherence'. Proceedings of the 2nd Workshop on LASER BEAM CHARACTERIZATION.117-128. Eds. H. Weber, N. Reng, J. Lüdtke, P.M. Mejías. Berlin. June 1994.
- [Henning-96].- Thomas Henning, Lars Unnebrink, Marcus Scholl. 'UV laser beam shaping by multifaceted beam integrators: fundamental principles and advanced design concepts'. SPIE **2073**, 62-73 (1996).
- [Henning-97].- Thomas Henning, Marcus Scholl, Lars Unnebrink, Uwe Habich, Rainer Lebert, Gerd Herziger. 'Beam shaping for laser materials processing with non-rotationally symmetric optical elements'. SPIE **3092**, 126-129, 1997.
- [Horton-72].- T. E. Horton i J. H. McDermit. "Design of a specular aspheric surface to uniformly radiate a flat surface using a nonuniform collimated radiation source". Jnl. Heat Transfer - 453-458 (Nov. 1972).
- [Hutfless-94].- Joachim Hutfless, Thomas Rebhan, Manfred Geiger, Martin Collischon, Thomas Dresel, Markus Frank, Anette Lang, Johannes Schwider, Norbert Streibl, Helmut Haidner, Peter Kipfer, Martin März. 'Applications of diffractive optical elements for high-power lasers'. SPIE, **2246**, 146-155. 1994.
- [Ih-72].- C. S. Ih. 'Absorption Lens for Producing Uniform Laser Beams'. Appl. Opt. **11**, 3, 694. March 1972.
- [Isenor-77].- N.R. Isenor. 'CO₂ laser-produced ripple patterns on Ni_xP_{1-x} surfaces.' Appl. Phys. Lett. **31** (3), 148-150 (1977).
- [Iwasaki-90].- K. Iwasaki, T. Hayashi, T. Goto i S. Shimizu. "Square and uniform laser output device: theory and applications". Appl. Opt. **29**, 1736 (1990).
- [Izumitani-86].- T.S. Izumitani. Optical glass. American institute of physics: New York, 1986.
- [Ji-95].- J.-K. Ji i Y.-S. Kwon. "Conical microlens arrays that flatten optical-irradiance profiles of nonuniform sources". Appl. Opt. **34**, 2841 (1995).
- [Kaplan-97].- A.F.H. Kaplan. 'Surface processing with non-gaussian beams'. Appl. Phys. Lett. **70** (2), 264-266 (1997).

- [Karim-87].- Mohammad A. Karim, Abdallah K. Cherri, A. A. Sami Awwal, A. Basit. 'Refracting system for annular laser beam transformation'. Appl. Opt. **26**, 12, 2446-2449 (June 1987).
- [Kasinski-97].- Jeffrey J. Kasinski i Ralph L. Burnham. 'Near-diffraction-limited laser beam shaping with diamond-turned aspheric optics'. Optics Letters, **22**, 14, 1062-1064. (July 1997).
- [Kato-84].- Y. Kato, K. Mima, N. Miyanaga, S. Arinaga, Y. Kitagawa, M. Nakatsuka, C. Yamanaka. 'Random Phasing of High-Power Lasers for Uniform Target Acceleration and Plasma-Instability Suppression'. Phys. Rev. Lett. **53**, 11, 1057-1060. Sept. 1984.
- [Kawamura-83].- Y. Kawamura, Y. Itagaki, K. Toyoda i S. Namba. "A simple optical device for generating square flat-top intensity irradiation from a gaussian laser beam". Opt. Comm. **48**, 44 (1983).
- [Keilmann-82].- F. Keilmann, Y.H. Bai. 'Periodic surface structures frozen into CO₂ laser-melted quartz.' Appl. Phys. A **29** 9-18 (1982).
- [Klingsporn-76].- Paul E. Klingsporn. 'Theoretical intensity uniformity from an anti-Gaussian collimating lens'. Appl. Opt. **15**, 10, 2355-2357. Oct.- 1976.
- [Konov-99].- V. Konov, V. Kononenko, S. Pimenov, A. Prokhorov, V. Pavelyev, V. Soifer. 'CVD diamond transmissive diffractive optics for CO₂ lasers'. SPIE vol. 3822. 2-5 (1999).
- [Kozhukharov-89].- Kozhukharov, V., Dimitrov, D., Tonchev, D. 'Interaction of CO₂ laser radiation with glasses'. Infrared physics **29** (2-4), 415-422 (1989).
- [Kuittinen-97].- Markku Kuittinen, Pasi Vahimaa, Marko Honkanen, Jari Turunen. 'Beam shaping in the nonparaxial domain of diffractive optics'. Appl. Opt. **36**, 10, 2034-2041. April 1997.
- [Kuo-97].- Kuo, D., Vierk, S.D., Rauch, G. 'Laser zone texturing on glass and glass-ceramic substrates'. IEEE Transactions on magnetics **33** (1), 944-949 (1997).
- [Kuocký-84].- Kuocký, J., Matusek, M. 'A kinetic interpretation of the glass polishing process'. Glass Technology **25** (5), 240-243 (1984).
- [Lacombat-80].- M. Lacombat, G. M. Dubroeuq, J. Massin, M. Brévignon. 'Laser Projection Printing'. Solid State Technology, 115-121. August 1980.
- [Laguarta-94].- F. Laguarta, N. Lupon i J. Armengol. "Optical glass polishing by controlled laser surface-heat treatment". Appl. Opt. **33**, 6508-6513 (1994).
- [Laguarta-96].- F. Laguarta. 'Procedimiento de pulido de vidrios ópticos mediante tratamiento térmico superficial con làser', Patente de invención 9200219 (1996).
- [Latta-84].- M.R. Latta, K. Jain. "Beam intensity uniformization by mirror folding". Opt. Commun. **49**, 435 (1984).
- [Lee-81].- Wai-Hon Lee. 'Method for converting a gaussian laser beam into a uniform beam'. Opt. Comm. **36**, 6, 469-471. March 1981.
- [Leger-94].- James R. Leger, Diana Chen, Zhong Wang. 'Diffractive optical element for mode shaping of a Nd:Yag laser'. Optics Letters. **19**, 2, 108-110. Jan.-1994.
- [Li-86].- J.C. Li, J. Merlin, J. Perez. 'Etude comparative de differents dispositifs permettant de transformer un faisceau laser de puissance avec une répartition énergétique gaussienne en une répartition uniforme'. Revue Phys. Appl. **21**, 425-433 (1986).

Referències.

- [Li-93].- J.C. Li, C. Renard, J. Merlin. 'Calcul des effets thermiques induits par un dispositif optique permettant de condenser un faisceau laser de puissance en une tache rectangulaire'. J. Phys. III. **3**, 1497-1508 (1993).
- [Li-98,2].- J.C. Li, J. Merlin. 'La conception optique d'un dispositif permettant de transformer un faisceau laser de puissance en une tache carrée'. J. Opt. **29**, 376-382 (1998).
- [Li-98].- J.C. Li, J. Merlin, Q.H. Chen. 'Une étude d'un système optique adaptatif en temps réel pour traitement thermique superficiel par laser de puissance'. J. Opt. **29**, 354-360 (1998).
- [Lü-98].- B. Lü, J. Zheng, B. Cai, B. Zhang. 'Two-dimensional focusing of laser beams to provide uniform irradiation'. Opt. Comm. **149**, 19-26 (1998).
- [Lupón-00].- N. Lupón. 'Poliment de superfícies òptiques en components de vidre mitjançant tractament tèrmic amb làser de CO₂'. PhD Thesis. Universitat Politècnica de Catalunya. (2000).
- [Malyak-92].- Phillip H. Malyak. 'Two-mirror unobscured optical system for reshaping the irradiance distribution of a laser beam'. Appl. Opt. **31**, 22, 4377-4383. (August 1992).
- [Maracas-78].- G. N. Maracas, G. L. Harris, C. A. Lee and R. A. Mc Farlane, "On the origin of periodic surface structure of laser-annealed semiconductors," App. Phys. Lett. **33** (5), 453-455 (1978).
- [Mari-82].- E.A. Mari. Los vidrios. Ed. Américalee: Buenos Aires, 1982.
- [Merlin-90].- J. Merlin, L. Junchang, C. Oliveira, T. Manderscheid, A. Corbet. 'Modification par recombinaison de faisceaux de l'éclairage délivré par une source laser de puissance: étude théorique et expérimentale'. J. Opt. **21** (2), 51-61 (1990).
- [Nemoto-96].- Koshichi Nemoto, Takashi Fuji, Naohiko Goto, Takuya Nayuki i Yoshi-kazu Kanai. 'Transformation of a laser beam intensity profile by a deformable mirror'. Optics Letters. **21**, 3, 168-170. Feb.-1996.
- [Nemoto-97,2].- K. Nemoto, T. Nayuki, T. Fuji, N. Goto, Y-K. Kanai. 'Optimum control of the laser beam intensity profile with a deformable mirror'. Appl. Opt. **36** (30), 7689-7695. 1997.
- [Nemoto-97].- Koshichi Nemoto, Takashi Fuji, Naohiko Goto, Hideo Takino, Teruki Kobayashi, Norio Shibata, Kazuya Yamamura i Yuzo Mori. 'Laser beam intensity profile transformation with a fabricated mirror'. Appl. Opt. **36** (3), 551-557. 1997.
- [Ocaña-96].-J. L. Ocaña, A. García-Beltrán, F. Laguarda, N. Lupón, J. Armengol and F. Vega, "Analysis of the effect of optically induced local non-uniformities in laser surface treatment applications," Lasers in Material Processing, CLEO/Europe EQUPEC'96, 8-13 September (1996), Hamburg, Germany.
- [Ocaña-99].-J. L. Ocaña, A. García-Beltrán, F. Laguarda, J. Armengol, N. Lupón, and F. Vega, "Laser heat treatments driven by integrated beams: the role of irradiation non-uniformities", Appl. Opt. Appl. Opt. **38** (21), 4570-4576 (1999).
- [Ogland-78].- J. W. Ogland. "Mirror system for uniform beam transformation in high-power annular lasers". Appl. Opt. **17**, 2917-2923 (1978).
- [Ozaki-89].- Yoshiharu Ozaki, Kiichi Takamoto. 'Cylindrical fly's eye lens for intensity redistribution of an excimer laser beam'. Appl. Opt. **28**, 1, 106-110. Jan.-1989.
- [Parikh-58].- N.M. Parikh. 'Effect of atmosphere on surface tension of glass.' J. Amer. Ceram. Soc. **41** (1), 18-22 (1958).

- [Pu-98,2].- J. Pu, H. Zhang. 'Intensity distribution of Gaussian beams focused by a lens with spherical aberration'. Opt. Comm. 151, 331-338 (1998).
- [Pu-98].- J. Pu, H. Zhang. 'Aberrated lenses for generating flattened laser irradiance'. Appl. Opt. 37, 4200-4205 (1998).
- [Ream-79].- S. L. Ream. "A convex beam integrator". Laser Focus - 68 (Nov. 1979).
- [Rhodes-80].- P. W. Rhodes i D. L. Shealy. "Refractive optical systems for irradiance redistribution of collimated radiation: their design and analysis". Appl. Opt. **19**, 3545 (1980).
- [Roberts-89].- Nicholas C. Roberts. 'Beam shaping by holographic filters'. Appl. Opt. **28**, 1, 31-32. Jan.-1989.
- [Romero-96].- L.A. Romero i F. M. Dickey. 'Lossless laser beam shaping'. J. Opt. Soc. Am. A. **13**, 4, 751-760. (April 1996).
- [Sanger-81].- Sanger, G.M. 'Perspective on precision machining, polishing, and optical requirements'. Proceedings of SPIE vol. 306, 90-104 (1981).
- [Sanger-83].- Sanger, G.M. 'Optical fabrication technology, the present and future'. Proceedings of SPIE vol. 433, (1983).
- [Shafer-82].- D. Shafer. "Gaussian to flat-top intensity distributing lens". Opt. and laser tech. - 159 (juny 1982).
- [Shiu-99,2].- T-R. Shiu, C.P. Grigoropoulos, i R. Greif. 'Measurement of the transient glass surface deformation during laser heating'. Transactions of the ASME, Journal of heat transfer **121**, 1042-1048 (1999).
- [Shiu-99].- T-R. Shiu, C.P. Grigoropoulos, D. G. Cahill i R. Greif. 'Mechanism of bump formation on glass substrates during laser texturing'. Journal of Applied Physics **86** (3), 1311-1316. 1- August-1999.
- [Singer-96].- Wolfgang Singer, Hans Peter Herzig, Markku Kuittinen, Eckhard Piper, Johannes Wangler. 'Diffractive beamshaping elements at the fabrication limit'. Opt. Eng. **35**, 10, 2779-2787. Oct.-1996.
- [Siu-98].- G.G. Siu, M. Cheng, L. Cheng. 'Design of a phase-filtering mask and an aspherical lens for uniform irradiance and phase on target'. Appl. Opt. **37**(6), 1074-1080 (1998).
- [Smuk-97].- A.Y. Smuk, N.M. Lawandi. 'Direct laser writing of diffractive optics in glass.' Opt. Lett. **22** (13), 1030-1032 (1997).
- [Soileau-84].- M. J. Soileau, "Ripple structures associated with ordered surface defects in dielectrics," IEEE Journal of Quantum Electronics **20** (5), 464-467 (1984).
- [Stevenson-94].- R. M. Stevenson, M. J. Norman, T. H. Bett, D. A. Pepler, C. N. Danson, I. N. Ross. 'Binary phase zone-plate arrays for the generation of uniform focal profiles'. Optics Letters. **19**, 6, 363-365. March 1994.
- [Swanson-89].- Gary J. Swanson, Wilfrid B. Veldkamp. 'Diffractive optical elements for use in infrared systems'. Opt. Eng. **28**, 6, 605-608. June 1989.
- [Tam-97].- Tam, A.C., Brannon, J., Baumgart, P., Pour, I.K. 'Laser texturing of glass disk substrates'. IEEE Transactions on magnetics **33** (5), 3181-3183 (1997).
- [Tan-95].- X. Tan, B.-Y. Gu, G.-Z. Yang, B.-Z. Dong. 'Diffractive phase elements for beam shaping: a new design method'. Appl. Opt. **34** (8), 1314-1320 (1995).
- [Temple-81].- P.A. Temple, M.J. Soileau. 'Polarization charge model for laser-induced ripple patterns in dielectric materials.' IEEE Journal of quantum electronics **QE-17** (10), 2067-2072 (1981).

Referències.

- [Temple-82].- P.A. Temple, W.H. Lowdermilk and D. Milam, "Carbon dioxide laser polishing of fused silica surfaces for increased laser-damage resistance at 1064 nm," Appl. Opt. **21** (18), 3249-3255 (1982).
- [Tokarev-94].- V.N. Tokarev, V.I. Konov. 'Suppression of thermocapillary waves in laser melting of metals and semiconductors.' J. Appl. Phys. **76** (2), 800-805 (1994).
- [Urbánek-80].- Urbánek, P. 'Laser decoration of glass'. Journal of non-crystalline solids **38-39**, 891-895 (1980).
- [Vega-98].- F. Vega, N. Lupon, J. Armengol, and F. Laguarda, "Laser application for optical glass polishing," Opt. Eng. **37**, 272-279 (1998).
- [Veiko-92].- V.P. Veiko, E.B. Jakovlev, A.J. Nikiforov i V.A. Chuiko. 'Laser methods of control of porous silica glass structure'. Chemical Processing of Advanced Materials. Eds. L.L. Hench i J.K. West. 919-931. J. Wiley and Sons, Inc., 1992.
- [Veiko-94].- V.P. Veiko, Y.B. Jakovlev. 'Physical fundamental of laser forming of micro-optical components'. Opt. Eng. **33** (11), 3567-3571 (1994).
- [Veiko-95].- Veiko, V.P. 'Laser technology of the production of refractive optical elements'. Bulletin of the Russian Academy of Sciences Physics **59** (6), 1021-1030 (1995).
- [Veldkamp-82,2].- W. B. Veldkamp. "Technique for generating focal-plane flattop laser-beam profiles". Rev. Sci. Instrum. **53**, 294 (1982).
- [Veldkamp-82].- W. B. Veldkamp. "Laser beam profile shaping with interlaced binary diffraction gratings". Appl. Opt. **21**, 3209 (1982).
- [Von Allmen-95].- Von Allmen, M., Blatter, A. Laser-beam interactions with materials: physical principles and applications. Springer-Verlag, Berlin, 1995.
- [Waddie-99].- A.J. Waddie, M.R. Taghizadeh. 'Interference effects in far field diffractive optical elements'. Appl. Opt. **38** (28), 5915-5919 (1999).
- [Wakaki-98].- Wakaki, M., Komachi, Y., Kanai, G. 'Microlenses and microlens arrays formed on a glass plate by use of a CO₂ laser'. Appl. Opt. **37** (4), 627-631 (1998).
- [Wang-93].- C. Wang, D.L. Shealy. 'Design of gradient-index lens system for laser beam reshaping'. Appl. Opt. **32** (25), 4763-4769 (1993).
- [Wang-98].- M.R. Wang, H. Su. 'Laser direct-write gray-level mask and one-step etching for diffractive microlens fabrication'. Appl. Opt. **37** (32) 7568-7576 (1998).
- [Warzawski-69].- Warzawski, B., Marioge, J.P., Mahé, C., Demarcq, J., Mullot, M. 'Essais de polissage des verres par bombardement électronique'. Verres et Réfr. **23** (6), 693-697 (1969).
- [Xiao-83].- Y.M. Xiao and M. Bass, "Thermal stress limitations to laser fire polishing of glasses". Appl. Opt. **22** (18), 2933-2936 (1983).
- [Zeitner-99].- U.W. Zeitner, H. Aagedal, F. Wyrowski. 'Comparison of resonator-originated and external beam shaping'. Appl. Opt. **38** (6), 980-986 (1999).

Publicacions relacionades.

El present treball ha generat fins al dia d'avui les següents publicacions:

- 1.- F. Laguarda, N. Lupon i J. Armengol.
Optical glass polishing by controlled laser surface-heat treatment.
Appl. Opt. **33** (27), 6508-6513 (1994).
- 2.- J. Armengol, F. Vega, N. Lupón i F. Laguarda.
A two-faceted mirror for active integration of coherent high power laser beams
Appl. Opt. **36** (3), 658-661 (1997).
- 3.- F. Vega, N. Lupon, J. Armengol, i F. Laguarda.
Laser application for optical glass polishing
Opt. Eng. **37** (1), 272-279 (1998).
- 4.- J. L Ocaña, A. García-Beltrán, F. Laguarda, J. Armengol, N. Lupón, i F. Vega,
Laser heat treatments driven by integrated beams: the role of irradiation non-uniformities.
Appl. Opt. **38** (21), 4570-4576 (1999).