

UNIVERSITAT POLITÈCNICA DE CATALUNYA

**POLIMENT DE SUPERFÍCIES ÒPTIQUES
EN COMPONENT DE VIDRE MITJANÇANT
TRACTAMENT TÈRMIC AMB LÀSER DE CO₂**

TESIS DOCTORAL

Autora: Núria Lupón Bas
Director: Ferran Laguarda Bertran

Barcelona, Maig 2000

Aquesta tesi ha estat enregistrada
amb el núm. 620

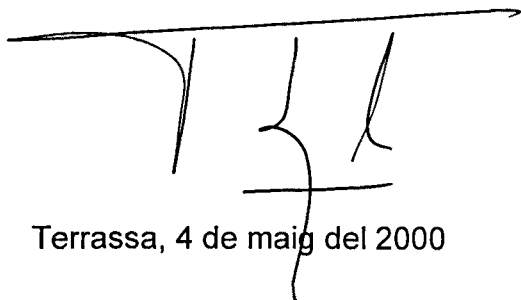
El Sr. Ferran Laguarda Bertran, Catedràtic de la Universitat Politècnica
de Catalunya,

CERTIFICA

que la Sra. Núria Lupón Bas, Llicenciada 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 SUPERFÍCIES ÒPTIQUES EN COMPONENTS DE
VIDRE MITJANÇANT TRACTAMENT TÈRMIC AMB LÀSER DE CO₂"**, que es
recull en aquesta memòria per optar al Grau de Doctor en Ciències Físiques.

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

Prof. Ferran Laguarda Bertran



Terrassa, 4 de maig del 2000

AGRAÏMENTS.

Voldria expressar el meu reconeixement a totes les persones que, amb el seu ajut, han fet possible la realització d'aquesta tesi.

En primer lloc, al Dr. Ferran Laguarda que ha estat el director del treball. Li agraeixo que m'animés a embarcar-me en aquest projecte, la dedicació i els valuosos consells que m'ha donat al llarg del seu desenvolupament.

Al Fidel i al Jesús que han col·laborat activament en el treball de recerca que s'exposa en aquesta tesi.

Al Dr. José Luís Ocaña i al Dr. Angel García-Beltrán de la Universidad Politécnica de Madrid, perquè van calcular tot allò que els proposàvem, per difícil que semblés.

Al Jaume que ha estat l'artista directe o indirecte d'una pila de figures de les que il·lustren les pàgines següents, i que m'ha confortat en moltes hores baixes.

A la Marta que m'ha ajudat molt amb l'ortografia i la sintaxi catalanes.

A l'Agustí i al Roger, els companys de despatx que han sofert el meu "dia a dia" tant si volien com si no.

Als companys de l'esmorzar i als del dinar que, no només han escoltat pacientment els meus "reportatges" sobre l'elaboració del treball, sinó que, a més, m'han donat suport i m'han animat en la meva tasca.

A la família. Aquests ja estan molt acostumats a aguantar-me. Els estic molt agraïda, és clar. Ja ho saben.

A la resta de companys de l'Escola, amics i parents que amb les seves mostres d'interès m'han ajudat, també, a arribar fins al final.

ÍNDEX

1.- Plantejament i estructura de la tesi.....	5
2.- Superfícies òptiques.....	11
2.1.- Caracterització de superfícies.....	13
2.2.- Superfícies òpticament polides.....	17
2.3.- Fabricació de superfícies òptiques.....	21
3.- Poliment làser de superfícies de vidre.....	25
3.1.- Tractament superficial de materials amb làser.....	27
3.2.- Poliment de superfícies òptiques de vidre amb làser de CO ₂	29
4.- Model teòric.....	33
4.1.- Procés mecànic.....	37
4.1.1.- Propietats del vidre rellevants en el procés mecànic.....	37
4.1.2.- Descripció del procés mecànic associat al poliment de vidre.....	40
4.2.- Mecanismes de transmissió de la calor.....	43
4.2.1.- Conducció tèrmica.....	43
4.2.2.- Convecció.....	43
4.2.3.- Radiació tèrmica.....	44
4.3.- Comportament radiant dels materials.....	45
4.3.1.- Paràmetres per descriure la radiació tèrmica.....	45
4.3.2.- Superfícies lambertianes.....	47
4.3.3.- Propagació de la radiació a través d'un medi. Canvi de medi.....	49
4.3.4.- Radiació del cos negre.....	51
4.3.5.- Emissivitat dels cossos reals.....	53
4.3.6.- Emissivitat d'una làmina plana.....	55
4.4.- Propietats tèrmiques i òptiques del vidre.....	59
4.4.1.- Conductivitat tèrmica, K	59
4.4.2.- Coeficient de convecció, h_c	61
4.4.3.- Coeficient d'absorció, $\alpha(\lambda, T)$	62
4.4.4.- Índex de refracció, n	64
4.4.5.- Reflectància, R	65
4.4.6.- Densitat, ρ	66
4.4.7.- Calor específica, c	67
4.4.8.- Difusivitat tèrmica, k	67

4.4.9.- Taula resum de les propietats tèrmiques i òptiques del vidre.....	68
4.5.- Comportament del vidre com a emissor i absorbent de radiació.....	69
4.5.1.- Emissivitat d'una làmina plana de vidre a temperatura constant.....	69
4.5.2.- Radiació emesa per una làmina plana de vidre amb un gradient tèrmic en profunditat.....	74
4.5.3.- Intercanvi de calor per radiació en una mostra de vidre amb un gradient tèrmic en profunditat.....	77
4.6.- Model 1D.....	79
4.6.1.- Equació de transmissió de la calor.....	80
4.6.2.- Mètode de les diferències finites.....	81
4.6.3.- Solució de l'equació de transmissió de la calor.....	82
4.7.- Model 3D.....	89
4.7.1.- Equació de transmissió de la calor en l'espai tridimensional.....	89
4.7.2.- Mètode dels elements finits.....	90
4.7.3.- Els codis TOPAZ 3D i TEMPLUM 3D.....	92
4.8.- Anàlisi dels resultats obtinguts amb el model 1D.....	97
4.8.1.- Discretització espacial i temporal.....	97
4.8.2.- Mostra amb gruix finit.....	98
4.8.3.- Influència de la convecció.....	100
4.8.4.- Correccions radiatives.....	102
4.8.5.- Irradiància làser depenent del temps.....	103
4.8.6.- Irradiància làser deguda a possibles mètodes d'integració del feix.....	106
4.9.- Anàlisi dels resultats obtinguts amb el model 3D.....	113
5.- Sistemes de detecció pel control tèrmic del procés d'irradiació superficial.....	123
5.1.- Sensor electro-òptic. Trets generals.....	125
5.1.1.- Detectores fotosensitius.....	126
5.1.2.- Tractament dels senyals.....	130
5.1.3.- Propietats dels sensors construïts.....	134
5.2.- Sensor piroelèctric.....	137
5.2.1.- Modulador.....	137
5.2.2.- Òptica.....	138
5.2.3.- Detector.....	140
5.2.4.- Calibratge.....	142
5.3.- Sensor de seleniur de plom.....	147

5.3.1.- Modulador.....	147
5.3.2.- Òptica.....	147
5.3.3.- Detector.....	149
5.3.4.- Calibratge.....	151
6.- Experiments d'irradiació làser sobre el vidre. Validació del model teòric.....	157
6.1.- Irradiacions estàtiques amb un feix uniformitzat mitjançant un mirall facetat.....	159
6.1.1.- Muntatge experimental i característiques del feix...	159
6.1.2.- Càlculs de temperatura.....	162
6.1.3.- Comparació teoria–experiment en el cas d'irradiacions sobre vidre.....	163
6.2.- Irradiacions amb un feix uniformitzat mitjançant el mètode de la integració activa.....	169
6.2.1.- Muntatge experimental i característiques del feix...	169
6.2.2.- Discussió sobre el perfil idealitzat d'irradiància làser.....	173
6.2.3.- Paràmetres de l'experiment.....	176
6.2.4.- Càlcul teòric del senyal radiomètric.....	178
6.2.5.- Comparació teoria – experiment. Validació del model 1D.....	189
6.3.- Anàlisi de la qualitat de les superfícies de vidre polides amb làser.....	195
7.- Conclusions i perspectives de futur.....	199
REFERÈNCIES.....	202
APÈNDIX 1.....	209

1.- PLANTEJAMENT I ESTRUCTURA DE LA TESI.

El processat de materials amb làser és un camp de treball molt ampli, el desenvolupament del qual és paral·lel al del propi làser com a font d'energia. En particular, el tractament superficial de materials amb làser és una de les aplicacions més recents sobre la que existeixen un gran nombre d'estudis publicats [Breinan et. al. 1983, Gregson 1983, Mazumder 1991]. La tècnica es basa en l'escalfament d'una capa superficial relativament prima i el seu posterior refredament amb la finalitat de millorar o modificar les propietats superficials. Alguns dels tractaments superficials més desenvolupats són l'enduriment tèrmic, l'aliatge superficial, el recobriment superficial i la vitrificació (laserglazing), tots ells aplicats sobre metalls. Pel que fa a tractaments superficials amb làser sobre materials no metàl·lics, s'han estudiat diverses aplicacions encara que no han estat explotades industrialment. Alguns exemples són la recuita de semiconductors per eliminar defectes i recristal·litzar capes amorfes [Brown 1983], la irradiació de superfícies de quars per millorar la seva resistència al deteriorament làser [Temple et. al 1980] o el poliment de superfícies rugoses [Temple et. al. 1982, Bosseboeuf et. al. 1997]. El poliment làser es basa en la fusió, o reblaniment quan es tracta d'un material amorf com el vidre, d'una capa superficial de material i la seva posterior solidificació. El poliment o, el que és equivalent, la disminució de la rugositat superficial es produeix gràcies al flux que s'origina en la capa fosa o reblanida per acció de la tensió superficial. El gruix de la capa ha de ser superior a la rugositat pic-vall de la superfície inicial. A més, el poliment només es dóna si la capa es manté fosa o reblanida durant un temps suficientment llarg.

El poliment làser de vidre és una possibilitat extraordinàriament atractiva des del punt de vista industrial ja que permetria automatitzar el procés de poliment millorant així l'eficiència en la producció de components òptics de vidre. En particular aquesta tècnica seria especialment adequada per obtenir superfícies no esfèriques i sense simetria de revolució, per les quals el poliment amb les tècniques tradicionals resulta molt difícil o, a vegades, impossible.

En relació al poliment de vidres òptics amb làser, Xiao i Bass van aconseguir resultats satisfactoris aplicant un feix làser de CO₂ amb irradiància baixa sobre vidres amb coeficient de dilatació petit ($\sim 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$) com, per exemple, el Pyrex o el quars fos [Xiao et. al. 1983]. Aquests autors van demostrar experimentalment que els vidres citats no es fracturaven degut a la irradiació làser, mentre que altres tipus de vidre amb coeficient de dilatació més gran com el BK-7 sí que es fracturaven. A més, aquest darrer punt el justificaven teòricament. Darrerament, però, en el marc del projecte de recerca on s'inclou aquesta tesi, s'han obtingut resultats de poliment satisfactoris també per vidres amb coeficients de dilatació grans ($\sim 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$), com són la majoria dels que s'utilitzen convencionalment a la indústria òptica, irradiant-los amb un làser de CO₂ [Laguarta 1996, Laguarta et. al. 1994, Laguarta et. al. 1996, Vega et. al. 1998, Vega et. al. 1999]. Per aquests vidres, concretament pel crown B-270 i el TRC33 [Corning 1996], partint de mostres amb rugositats inicials fins a 500 nm s'obtenen rugositats finals de l'ordre de 1 nm *rms*, valor perfectament competitiu amb els que s'obtenen mitjançant les tècniques tradicionals de poliment. El trencament de les mostres durant el tractament làser s'evita escalfant-les prèviament fins a temperatures al voltant de la temperatura de transformació i també controlant el procés de refredament.

Per la major part de les tècniques en les que un feix làser interacciona amb un material, el procés tèrmic originat en el material és el que determina el resultat final de la tècnica. Hi ha algunes excepcions com, per exemple, la fotoablació amb làser UV Excímer. El cas del poliment làser és dels primers i la simulació del procés tèrmic induït en les mostres de vidre irradiades amb làser és una eina necessària per dissenyar adequadament els experiments. El desenvolupament i la contrastació experimental d'un model de simulació tèrmica és l'objectiu principal d'aquesta tesi. El model està pensat sobretot pel cas de poliment de vidre però pot aplicar-se a d'altres processos de tractament tèrmic superficial i en altres materials. El model està basat en la coneguda equació de transmissió de la calor en un medi i un aspecte que s'ha treballat especialment és el dels intercanvis de calor per radiació.

Pel que fa a la contrastació experimental del model, s'han construït expressament dos sensors electro-òptics per tenir un control tèrmic dels

experiments a partir de la radiació IR que emeten les mostres de vidre mentre són irradiades pel làser i durant el posterior refredament. El control de temperatura mitjançant la detecció infraroja no és en absolut una tècnica nova, però el rang dinàmic necessari en el procés de monitorització fa que els sensors existents en el mercat no puguin ser utilitzats en els experiments d'irradiació de vidre sense modificacions. Per aquest motiu s'ha preferit dissenyar-ne dos específicament pensats per aquesta aplicació.

La tesi està estructurada en set capítols, dels quals els tres primers són una introducció al tema, mentre que el treball pròpiament dit es desenvolupa al llarg dels tres capítols següents i es deixa el setè per a les conclusions.

El Capítol 1 és aquest mateix i el seu objectiu queda perfectament descrit en el títol.

El Capítol 2 es titula *Superfícies Òptiques* i té com a finalitat introduir alguns conceptes bàsics dels que s'utilitzen internacionalment per caracteritzar una superfície. Ja que la tesi s'emmarca en un projecte en el que l'objecte d'estudi és l'obtenció d'una superfície de vidre polida, es fa necessari aclarir el que significa aquest darrer terme exactament. El capítol també inclou un apartat on es descriuen els processos més utilitzats d'obtenció de superfícies òptiques polides.

El Capítol 3 es titula *Poliment làser de superfícies de vidre* i en ell s'hi descriu a grans trets la tècnica de poliment làser. Per introduir el tema es parla també del cas general de tractament de superfícies amb làser.

El Capítol 4 es titula *Model teòric* i és, com el seu volum indica, la part de la tesi en la que s'ha treballat més. Tot i que el tractament de materials amb làser gairebé sempre implica un procés tèrmic en els materials, més un procés físic o químic associat, el model que es desenvolupa en aquest capítol només fa referència als aspectes tèrmics. El procés, físic en aquest cas, associat al poliment de vidre es descriu breument a l'inici del capítol. Els programes de simulació tèrmica que s'han desenvolupat parteixen de l'equació de transmissió de la calor tant en una dimensió (model 1D) com en tres dimensions (model 3D). En l'equació es contempen els intercanvis de calor per conducció, radiació i convecció en la superfície. La qüestió dels intercanvis de calor per radiació s'ha treballat especialment ja que, en el cas de materials semitransparents com el vidre, és la que s'ha trobat menys estudiada a la literatura. El capítol inclou també un estudi bastant exhaustiu de les propietats del vidre rellevants en el procés tèrmic i, és clar, una anàlisi àmplia de resultats simulats amb el model teòric.

El Capítol 5 es titula *Sistemes de detecció pel control tèrmic del procés d'irradiació superficial* i en ell es descriuen dos sensors electro-òptics construïts i calibrats amb aquesta finalitat. Al llarg del capítol s'explica el seu funcionament per mostrar que són eines vàlides per fer el seguiment tèrmic desitjat. Durant els experiments de poliment els sensors detecten i mesuren la radiació infraroja emesa pel vidre que depèn exclusivament de les temperatures assolides en ell. Els senyals obtinguts amb els sensors són doncs una mesura indirecta d'aquestes temperatures.

El Capítol 6 es titula *Experiments d'irradiació làser sobre vidre. Validació del model teòric* i conté l'anàlisi tant teòrica com experimental del procés tèrmic del vidre en diversos experiments de poliment. L'anàlisi teòrica es fa tant amb el model 1D com amb el model 3D i l'anàlisi experimental es fa amb els sensors descrits al Capítol 5. A partir de les temperatures simulades teòricament pot calcular-se el senyal que s'esperaria obtenir amb els sensors. La contrastació entre aquest senyal teòric i el que s'obté experimentalment és suficientment satisfactòria i és en aquest sentit que els models de simulació proposats es consideren validats. El capítol acaba amb una breu anàlisi de la qualitat final de les superfícies polides amb làser. Pel que fa a la rugositat final, els resultats de l'anàlisi són satisfactoris, però es detecten alguns problemes associats a la textura inicial de les superfícies tractades.

El treball contingut en aquesta memòria s'ha desenvolupat en el programa de Doctorat en Enginyeria Òptica del Departament d'Òptica i Optometria de la Universitat Politècnica de Catalunya i forma part d'un projecte més ampli que té com a objectiu final l'aplicació industrial de la tècnica de poliment làser en diferents tipus de materials. Un dels objectius específics continguts en el pla de treball de l'esmentat projecte de R + D consistia en desenvolupar un prototipus per aplicar la tècnica de poliment làser als motlles de vidre mineral que s'utilitzen per fabricar les lents oftàlmiques orgàniques, les dimensions de les quals són relativament grans ($\sim 5000 \text{ mm}^2$). El poliment làser de superfícies de vidre es tracta d'una tècnica poc explotada de moment, i l'aportació feta en el desenvolupament del projecte és d'una certa envergadura, tant pel que fa a l'acotació i descripció dels problemes que presenta com per l'estudi de les possibles solucions. La patent, els articles i els congressos citats anteriorment sobre poliment de vidre amb coeficient de dilatació gran són fruit d'aquest projecte juntament amb altres treballs relacionats amb el poliment que fan referència a la integració o uniformització de la irradiància de feixos làser [Armengol et. al. 1997, Laguarda et. al. 1996]. Paral·lelament a aquest projecte s'ha iniciat també una col·laboració amb el departament de Física Aplicada de la Universidad Politècnica de Madrid (UPM) que ha donat com a fruit diversos

treballs [Ocaña 1996, Ocaña 1999] de caire més teòric, basats en l'aplicació d'un model 3D de conducció tèrmica.

Els resultats obtinguts fins ara poden tenir un impacte important en la indústria òptica i oftàlmica ja que permeten polir superfícies de geometries complexes sense contacte mecànic. També han tingut una aplicació ja demostrada en el sector de fabricació de components de Pyrex per a instrumentació analítica i, en aquests moments, el grup de recerca responsable d'aquest projecte està avaluant com a treball futur l'extensió del mètode proposat al camp del tractament tèrmic superficial de materials semiconductors.

2.- SUPERFÍCIES ÒPTIQUES.

Aquest capítol es destina a especificar en què consisteix una superfície polida o llisa (en anglès, "smooth surface") en contraposició a una superfície rugosa. En principi, pot semblar que la diferència només és de caràcter mecànic. És prou conegut que el grau de rugositat d'una superfície determina el comportament posterior de la radiació que incideix sobre ella. Si la superfície és polida la radiació s'hi reflecteix especularment. Si és rugosa la radiació experimenta difusió. Al llarg d'aquest capítol es veurà com aquests dos fenòmens no depenen només de la qualitat mecànica de la superfície sinó també de les característiques de la radiació incident sobre ella i la distinció entre superfície òpticament polida o òpticament rugosa es fa en funció d'aquestes característiques. A l'apartat 2.1 es descriuen amb un cert detall els diferents tipus d'irregularitats que caracteritzen una superfície rugosa i s'introdueix la nomenclatura estandarditzada per referir-se a elles. A l'apartat 2.2 s'estableixen els criteris de distinció entre superfície òpticament polida i òpticament rugosa. Per últim, a l'apartat 2.3 es descriuen els processos actuals de fabricació de superfícies òptiques per comparar-los amb el poliment làser que es descriu al Capítol 3.

2.1.- Caracterització de superfícies.

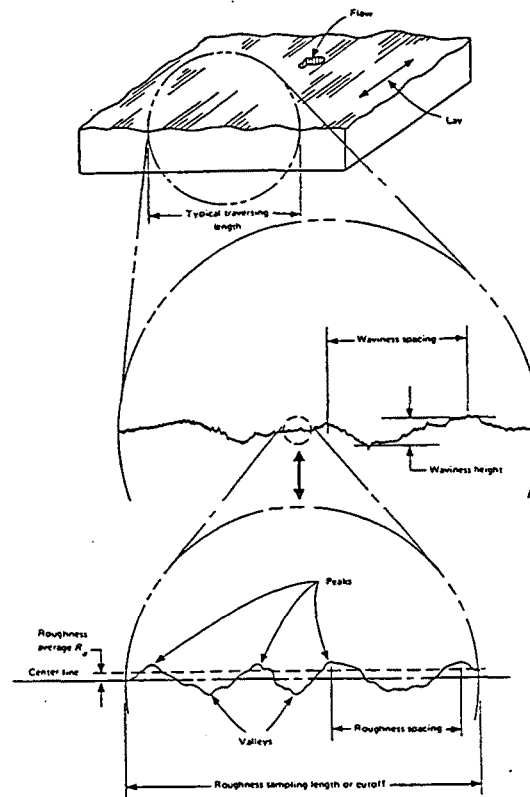


FIGURA 2.1.- Esquematzació dels conceptes que s'utilitzen per caracteritzar una superfície.

Tot el que es descriu en aquest apartat està d'acord amb la norma ASME B46.1-1995 [Normes 1995] i fa referència a les característiques mecàniques de les superfícies. D'acord amb la norma, una *superfície* és el límit que separa un objecte d'un altre objecte, substància o espai. Una *superfície real* s'obté sobre un material mitjançant un determinat procés de fabricació planificat per obtenir una determinada *superfície nominal* que és el contorn desitjat amb forma i dimensions que es mostren habitualment en un dibuix o en altres especificacions descriptives. Com a resultat dels processos de fabricació les superfícies reals presenten una *textura superficial*, *defectes localitzats* i *errors de forma*. La *textura superficial* inclou la *rugositat (roughness)*, que comprèn les irregularitats més petites de la textura superficial, i la *ondulació (waviness)*, que correspon a irregularitats amb periodicitats més grans. La *rugositat* està superposada a l'*ondulació*, tal com mostra la Figura 2.1 (b) i (c). En general l'*ondulació* està relacionada amb la forma de les eines utilitzades per obtenir la superfície i amb el seu cicle de treball. El *patró de configuració (lay)* és la direcció predominant en l'estructura de la superfície i es mostra a la

Figura 2.1 (a) juntament amb els *defectes localitzats* que, com el seu nom indica, són interrupcions no volgudes ni esperades en la topografia d'una part de la superfície. Els *errors de forma* són les desviacions respecte a la superfície nominal amb periodicitat espacial més gran, no incloses en la textura, essent l'exemple més típic l'error en la curvatura d'una superfície.

La mesura de la textura superficial es pot fer per mètodes perfilomètrics i per mètodes d'àrea. En la descripció present es fa referència només als primers amb els quals la mesura de la textura es fa a partir de l'anàlisi d'un *perfil* que és el contorn de la superfície en un pla perpendicular a ella. Són perfils, per exemple, el que hi ha representat a les Figures 2.1 (b) i (c). Anàlogament al que s'ha establert per les superfícies es distingeix entre *perfil nominal* i *perfil real*. El *perfil mesurat* és una representació del perfil real obtinguda amb un instrument de mesura. El perfil es representa normalment en un sistema de coordenades x-z. A la Figura 2.2 es mostra un *perfil mesurat* en comparació a un *perfil nominal*.

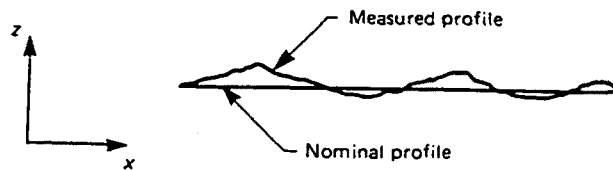
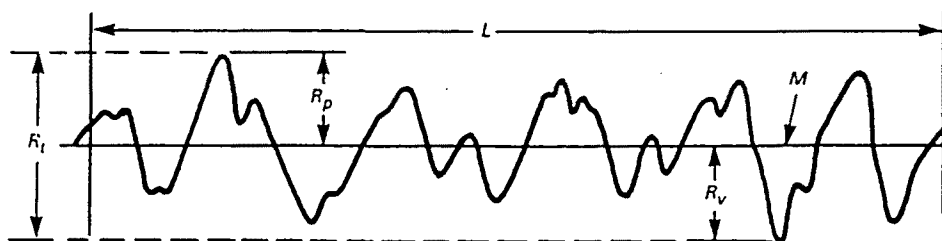


FIGURA 2.2.- Perfil mesurat en comparació al perfil nominal.

En relació al perfil mesurat la *línia mitjana* és aquella respecte a la qual es mesuren les desviacions del perfil. La seva determinació està lligada a l'aparell de mesura que es faci servir però en general es basa en la definició de *línia mitjana per mínims quadrats* segons la qual, es tracta d'una línia que té la forma del perfil nominal i divideix el perfil de manera que la suma dels quadrats de les desviacions del perfil respecte a ella és mínima. Un *pic* del perfil és un punt d'alçada màxima en la porció de perfil per sobre de la línia mitjana compresa entre dos punts d'intersecció del perfil amb la línia mitjana. Una *vall* és el punt situat a la profunditat màxima en una porció del perfil per sota de la línia mitjana. L'*espaiament* és la distància entre dos punts del perfil mesurada paral·lelament al perfil nominal. Per tant, l'espaiament entre dos pics corresponents a la rugositat és molt més petit que l'espaiament corresponent a dos pics d'ondulació, tal com mostren les Figures 2.1 (b) i (c).



GENERAL NOTE: The mean line is denoted by M .

FIGURA 2.3.- Alçada màxima o rugositat pic-vall, R_t .

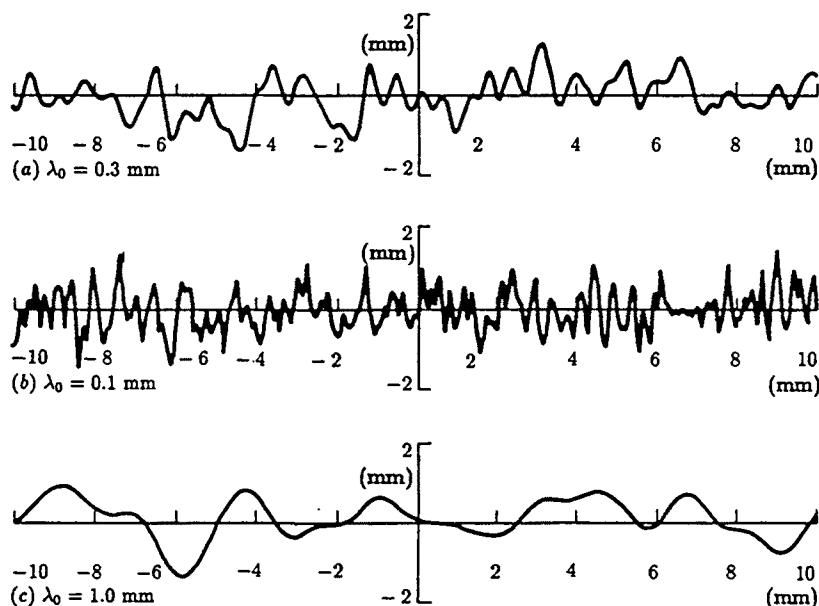


FIGURA 2.4.- Perfils corresponents a la mateixa rugositat quadràtica mitja amb longituds de correlació progressivament més grans.

Les definicions del paràgraf anterior fan referència als dos aspectes que resumeixen l'anàlisi d'un perfil, l'alçada dels pics i les valls respecte a la línia mitjana i la separació longitudinal entre ells. En relació a l'alçada es defineixen la *rugositat mitjana*, R_a , la *alçada màxima del perfil* o rugositat pic-vall, R_t , i la *rugositat quadràtica mitja*, R_q (o també *r.m.s*). La *rugositat mitjana* s'obté fent la mitjana aritmètica dels valors absoluts de les alçades del perfil mesurat respecte a la línia mitjana, tal com mostra la Figura 2.1. L'*alçada màxima* és la distància entre el pic més alt i la vall més fonda, tal com mostra la Figura 2.3. La *rugositat quadràtica mitja* és la desviació quadràtica mitja de les alçades del perfil respecte a la línia mitjana. En relació a la separació longitudinal entre les

irregularitats del perfil es defineixen magnituds com la *funció de correlació*, $C(R)$, o la *longitud de correlació* λ_0 [Ogilvy 1991]. La longitud de correlació dóna compte de la rapidesa amb què canvia l'alçada z del perfil amb la distància x al llarg de la superfície. Perfils com els tres que es representen a la Figura 2.4, pels quals el valor de la rugositat quadràtica mitja és exactament el mateix, tenen valors de la longitud de correlació progressivament més grans, fet que la representació gràfica del perfil deixa palès clarament.

2.2.- Superfícies òpticament polides.

El procés de poliment d'una superfície òptica té com a objectiu disminuir la seva rugositat per tal de millorar les seves condicions de transparència i reflectivitat. Depenent de quina sigui la destinació d'un determinat element òptic estan establerts uns marges de tolerància per la rugositat o nivell de poliment de les seves superfícies. Aquest apartat conté una petita discussió sobre com s'estableixen aquests marges [Normes 1995, Ogilvy 1991].

Els primers estudis sobre la interacció entre la llum i les superfícies rugoses van ser duts a terme per Rayleigh l'any 1877, considerant el problema d'una ona plana monocromàtica incident sobre una superfície, tal com mostra la Figura 2.5. Si l'angle d'incidència és θ_1 , llavors les ones dispersades en una direcció θ_2 continguda en el pla d'incidència presenten una diferència de fase respecte a la incident donada per l'expressió:

$$\Delta\Phi = k[(h_1 - h_2)(\cos \theta_1 + \cos \theta_2) + (x_2 - x_1)(\sin \theta_1 - \sin \theta_2)] \quad (2.2)$$

on k és el mòdul del vector d'ona relacionat amb la longitud d'ona mitjançant la coneguda expressió $k = 2\pi/\lambda$. Els punts d'incidència estan localitzats a x_1 i x_2 . Les alçades d'aquests punts respecte a una certa referència són h_1 i h_2 . Per la direcció especular $\theta_1 = \theta_2$ i llavors:

$$\Delta\Phi = 2k \cdot \Delta h \cdot \cos \theta_1 \quad (2.3)$$

on $\Delta h = h_2 - h_1$. Per valors de Δh tals que $\Delta\Phi \ll \pi$ les ones dispersades interfereixen constructivament en la direcció especular mentre que per $\Delta\Phi \approx \pi$ la interferència és destructiva. El criteri de Rayleigh estableix que una superfície és *polida* (smooth) quan $\Delta\Phi < \pi/2$ i en cas contrari la superfície és *rugosa*. Si es fa la mitjana d'aquesta restricció al llarg de tota la superfície, llavors Δh s'ha de substituir per la rugositat quadràtica mitja, R_q , i la condició de superfície *polida* esdevé:

$$R_q < \frac{\lambda}{8 \cos \theta_1} \quad (2.4)$$

que depèn de la longitud d'ona i de l'angle d'incidència. Per exemple, per incidència rasant, quan θ_1 tendeix a $\pi/2$ el criteri de Rayleigh s'acompleix sempre.

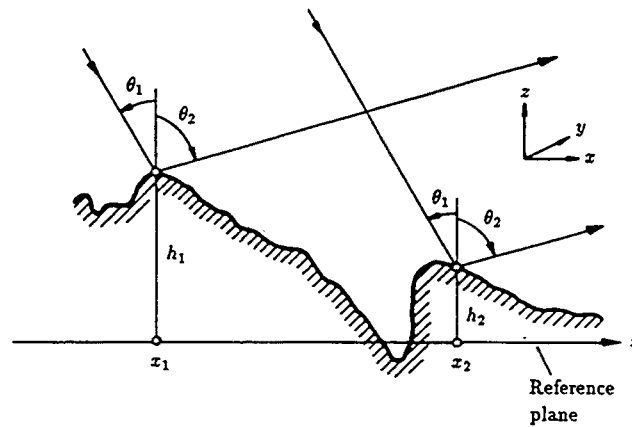


FIGURA 2.5.- Diagrama per determinar la diferència de fase entre dos raigs paral·lels reflectits en diferents punts d'una superfície rugosa.

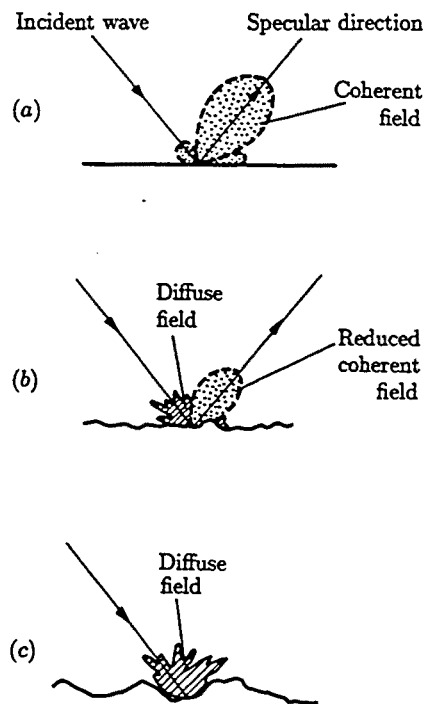


FIGURA 2.6.- Reflexió i difusió de la llum sobre superfícies amb rugositats progressivament més grans.

El criteri de Rayleigh per distingir entre superfícies polides i rugoses és força arbitrari però serveix per posar de relleu dues coses: que la rugositat i la quantitat d'energia reflectida o difosa estan relacionades; i que el nivell de poliment depèn de les característiques de la radiació incident, fonamentalment de la longitud d'ona.

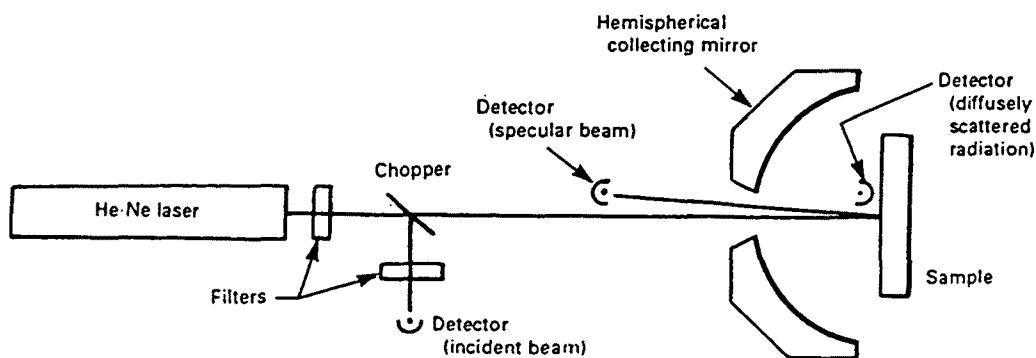


FIGURA 2.7.- Diagrama esquemàtic d'un instrument per mesurar la TIS.

Pel que fa a la relació entre la rugositat d'una superfície i la quantitat d'energia reflectida o difosa per ella, la Figura 2.6 mostra com, d'acord amb l'expressió (2.3), a mesura que disminueix la rugositat, disminueix la quantitat de radiació difosa que es va concentrant progressivament al voltant de la direcció de reflexió especular. En base a això, s'han dissenyat aparells com l'esquematitzat a la Figura 2.7 per mesurar rugositats indirectament. L'aparell mesura el que s'anomena TIS (Total Integrated Scatter) i s'utilitza per determinar rugositats petites amb valors de R_q compresos entre 2 i 30 nm (molt per sota de les longituds d'ona visibles). Es tracta de fer incidir perpendicularment (o quasi) sobre la superfície un feix de llum monocromàtica. Llavors la llum reflectida té dues components, la difosa i l'especular. La primera es mesura focalitzant-la sobre un detector mitjançant el mirall col·lector semiesfèric. La segona es mesura amb un segon detector. La relació entre la rugositat quadràtica mitja i el quocient $s = I_d / (I_d + I_s)$, on I_d i I_s són les intensitats mesurades pel primer i el segon detector respectivament, és [Ogilvy 1991]:

$$R_q = \frac{\lambda \sqrt{s}}{4\pi} \quad (2.5)$$

on λ és la longitud d'ona de la llum. La fórmula (2.5) reflecteix, és clar, el fet que com més rugosa és una superfície més gran és la quantitat de llum difosa.

El criteri que a l'actualitat es fa servir més extensament per classificar les superfícies òptiques estableix que si $\lambda \gg R_a$ llavors la superfície és òpticament polida, en canvi si $\lambda \approx R_a$ llavors la superfície es considera òpticament rugosa. Existeix un criteri complementari, fora de l'abast d'aquest treball, que posa de relleu el paper de l'aparell que es faci servir per mesurar la rugositat de la superfície. Si l'aparell conté un sistema òptic, llavors el criteri relaciona el poder

de resolució de l'òptica amb la longitud de correlació de la rugositat de la superfície [Häusler 1997].

Pels components òptics convencionals (oculars, objectius...) es considera que les seves superfícies estan polides quan el quocient s entre les intensitats difosa i total aconsegueix $s < 10^{-2}$ que correspon, d'acord amb (2.5), a una rugositat $R_q < 4$ nm i, per tant, la condició establerta en el paràgraf anterior s'aconsegueix de llarg per la radiació visible. Per les lents oftàlmiques, en canvi, el valor d'aquest quocient podria ser una mica més gran donada la qualitat òptica de l'ull humà, però a la pràctica, les lents del mercat tenen rugositats que no superen els 10 nm [Schott 1984]. Per aplicacions òptiques de precisió es requereixen valors més petits del quocient s . En instruments com, per exemple, els coronògrafs per observar la corona solar, el valor requerit és $s \approx 10^{-6}$ el que implica una rugositat $R_q \approx 0.1$ nm calculada per la longitud d'ona de la línia $H\alpha$.

2.3.- Fabricació de superfícies òptiques.

La fabricació de components òptics té una presència important en el món industrial. El tret més destacat de la indústria òptica és que la demanda de lents, prismes, miralls i xarxes s'estén en un ampli ventall de mides, formes, quantitats i qualitats. La producció en grans quantitats la trobem en les càmeres (fotogràfiques, de vídeo...), projectors, oculars, lupes, prismàtics, microscopis i lents oftàlmiques. La producció en quantitats més petites està destinada a instruments òptics més especialitzats per als que els patrons de qualitat són, en general, més exigents. Un altre sector en el que l'òptica té una presència important a l'actualitat és el de la indústria de l'automòbil que inclou miralls retrovisors, fars, llums de senyalització, etc.

Des de 1950 el desenvolupament dels materials òptics i les eines per tractar-los ha estat espectacular. A més, les millores en el disseny de les màquines i el grau creixent d'automatització han permès reduir substancialment el temps de producció en la indústria òptica. Tot això ha estat possible, sens dubte, gràcies al gran i creixent mercat de les lentes oftàlmiques, de les càmeres i, en menys mesura, dels microscopis i altres instruments de mesura necessaris en el sector dels nous materials, la microelectrònica i la biologia.

La qualitat d'una superfície òptica es caracteritza no només pel seu nivell de rugositat sinó també, és clar, per la seva geometria, és a dir les dimensions i les curvatures de la superfície nominal. Tal com passa amb la rugositat, depenent de quina sigui la destinació d'un determinat element òptic estan establerts uns marges per les desviacions de la superfície real respecte a la nominal.

La forma geomètrica de les superfícies òptiques que es produeixen pot ser de qualsevol tipus, ja siguin de revolució respecte a un eix, respecte a dos eixos o sense cap eix de revolució. En les òptiques de major qualitat, generalment reservades a formar imatge, la forma geomètrica predominant té simetries de revolució (esfèriques o asfèriques), però també es treballa amb superfícies tòriques i sense cap eix de revolució. Exemples d'això darrer són les lents tòriques per corregir l'astigmatisme de l'ull o les lents progressives fabricades per la indústria òptica oftàlmica.

El procés d'obtenció d'una superfície òptica depèn de la seva mida, de la forma geomètrica que se li vulgui donar i del nivell de qualitat requerit. També depèn, és clar, del material sobre el que es treballa que és vidre, plàstic, sòlids cristal·lins o, per alguns miralls, metall. Quan es tracta d'elements òptics de precisió o destinats a formar imatges el procés es pot dividir en tres fases. En

les fases inicials de *desbast* i *afinat* es genera la forma geomètrica de la superfície i en la fase final de *poliment* s'arriba al nivell desitjat de rugositat [Horne 1979]. Aquesta nomenclatura és la que es fa servir en òptica oftàlmica però els processos descrits són generals. Els materials sobre els que s'apliquen aquests processos són vidres, cristalls, metalls i polímers plàstics.

En el *desbast*, l'objectiu és donar a la superfície una forma geomètrica igual o molt semblant a la nominal i també uniformitzar-la fins a un nivell mig de rugositat de l'ordre de $1\ \mu\text{m}$. Per aconseguir-ho s'arrenca mecànicament el material de la superfície de partida amb màquines dissenyades especialment.

En l'*afinat*, l'objectiu és aconseguir que la forma geomètrica de la superfície sigui exactament la nominal i, alhora, reduir la rugositat superficial fins a un valor mig inferior a $1\ \mu\text{m}$. El procediment consisteix també en arrencar material mecànicament mitjançant la fricció entre la superfície a afinar i un motlle, la superfície del qual és el negatiu de la que es vol afinar.

En el *poliment*, l'objectiu és reduir la rugositat mitja fins al valor requerit per l'aplicació mantenint la forma geomètrica obtinguda en l'*afinat*. Això s'aconsegueix, com en el cas anterior, mitjançant la fricció entre un motlle i la superfície a polir.

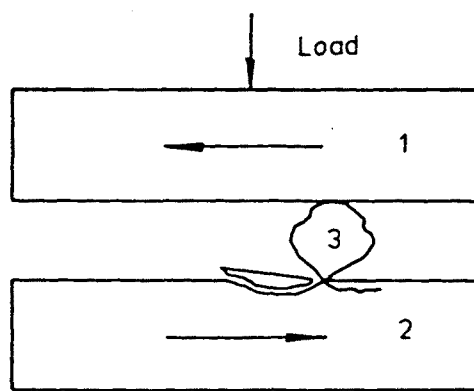


FIGURA 2.8.- Treball dels grans d'abasiu

En tots els casos l'extracció de material de la superfície es fa amb materials abrasius en forma de gra (veure Figura 2.8) la duresa dels quals ha de ser gran en relació al material òptic que s'estigui tractant. L'abasiu pot estar fixat a l'eina de treball, abasiu fix, o afegit en suspensió a l'aigua que refrigera el procés, abasiu lliure. El mida del gra determina el nivell de rugositat final de la superfície treballada i, d'acord amb el que s'ha explicat, en la fabricació d'una superfície òptica la mida del gra va disminuint progressivament.

Actualment, el *desbast* es du a terme amb màquines equipades amb freses de corones o puntes diamantades (abrasius fixos) a les que s'hi ha incorporat controls numèrics CNC, la qual cosa proporciona un nivell d'automatització que permet obtenir amb les mateixes eines una gran quantitat de formes de superfície. Darrerament, amb aquesta tècnica s'ha arribat a precisions de 4 μm en la forma de la superfície i rugositats de 0.8 $\mu\text{m rms}$ [Geyl et. al. 1996], que permeten passar directament a la fase de poliment.

L'*afinat* i el *poliment* de superfícies es fa mitjançant la utilització de motlles. En aquests processos l'abrasiu pot ser fix, adherit al motlle, o lliure. La seqüència que es segueix sol començar per la utilització de diferents motlles amb abrasius fixos de mides que es van disminuint progressivament (afinat) per acabar polint amb un motlle de superfície menys agressiva i abrasius lliures, la mida dels quals també es disminueix progressivament. El número de passos a seguir en aquesta seqüència depèn de la qualitat desitjada pel producte final. Amb aquest procediment s'arriben a precisions de la longitud d'ona del visible en la forma de la superfície amb rugositats de 1 a 2 nm rms [Meinel 1974]. La tècnica descrita implica la utilització de motlles i maquinaria diferents depenent de la forma i de la mida de la superfície. Pel que fa a la mida, s'han utilitzat motlles per afinar i polir grans miralls per telescopis astronòmics de fins a 4 m de diàmetre [Horne 1979].

Existeixen altres tècniques de poliment, diferents de la descrita, que han sorgit per satisfer certes necessitats del mercat. En alguns casos es tracta de tècniques desenvolupades especialment per una aplicació concreta com és el cas del poliment sota tensions per polir superfícies esfèriques fora d'eix [Mast et. al. 1988, Nelson et. al. 1985] que es va fer servir en els segments del mirall primari del gran telescopi W.M.Keck, amb errors en la forma de la superfície inferiors a 20 nm rms. En altres casos, però, es tracta de tècniques que responen a necessitats de mercat més amplies. Això és el que passa amb el *Poliment per feix neutre de ions* [Horne 1979, Kaufman et. al. 1977, Meinel et. al. 1965] el desenvolupament de qual ha estat impulsat des de l'any 1965 per l'augment de la demanda de components òptics esfèrics de baix cost. Els camps d'aplicació possibles són: poliment controlat de superfícies esfèriques, correcció de superfícies molt planes; i poliment de components de gran qualitat com per exemple els miralls d'un làser. El poliment iònic consisteix en arrencar material de la superfície de manera molt local (àtom a àtom) mitjançant el bombardeig d'un feix neutre compost d'ions i electrons de baixa energia responsables de la neutralització. L'efectivitat d'aquesta tècnica es basa en que la gran estabilitat en la distribució del feix d'ions permet modelar amb gran precisió la funció d'extracció de material de la superfície en funció del seu mapa

d'errors. S'obtenen precisions de $0.2 \mu\text{m}$ en la forma de la superfície i rugositats superficials de $150\text{-}200 \text{ nm rms}$ [Stowers 1988].

L'obtenció de superfícies òptiques es du a terme també mitjançant altres tècniques. Una lent oftàlmica de les anomenades orgàniques es produeix a partir del seu motlle invers fabricat en vidre. El motlle s'omple a pressió baixa amb el material orgànic juntament amb un catalitzador degut al qual el material polimeritza. Quan es treu del motlle, la lent ja no experimenta cap més procés. Moltes peces de plàstic que formen part de l'òptica del automòbil, per exemple, es fan injectant o introduint el plàstic a gran pressió en motlles metàl·lics, dins dels quals el material experimenta una transformació tèrmica. Un cop es treu del motlle la peça no experimenta cap altre procés i, en contra del que es pugui pensar, la qualitat de formes és molt alta. També es fabriquen peces de vidre per injecció, quan només es requereix qualitat en la forma de la peça, com és el cas de les òptiques utilitzades en senyalització viària.

El temps de processat és un concepte important en qualsevol procés de fabricació i el que es desitja es minimitzar-lo en funció del cost i la qualitat requerida pel producte. Una tècnica tan precisa com la del poliment iònic, només s'utilitza en l'operació final d'ajust de les superfícies degut a la seva baixa velocitat d'extracció. La producció de lents oftàlmiques, per exemple, és suficientment alta com per permetre als fabricants desenvolupar tècniques especialitzades destinades principalment a l'augment de velocitat de treball que serien econòmicament injustificables per produccions a més petita escala. Actualment el temps de producció d'una lent oftàlmica, de diàmetre comprés entre 60 i 80 mm i de geometria senzilla, oscil·la entre 2 i 7 minuts. A l'altre extrem, pel que fa a temps de processat, es poden tornar a posar com a exemple els 36 segments de 3 m^2 de superfície aproximada que componen el mirall primari del telescopi W.M.Keck, cada un dels quals va requerir entre 3.5 i 6 setmanes de construcció.

3.- POLIMENT LÀSER DE SUPERFÍCIES DE VIDRE.

En aquest capítol es descriuen des del punt de vista genèric els fonaments del procés d'obtenció de superfícies òptiques polides en components de vidre mitjançant tractament tèrmic amb làser de CO₂. Les condicions específiques corresponents als experiments de poliment làser que s'analitzen en aquesta tesi estan descrites detalladament en el Capítol 6, juntament amb els resultats obtinguts i la valoració de la competitivitat de la tècnica. A l'apartat 3.1 s'explica en què consisteix el tractament superficial amb làser, que en realitat no és més que un procés tèrmic induït pel làser en el material. A l'apartat 3.2 es descriuen els processos pels quals una superfície de vidre irradiada amb làser esdevé polida i els avantatges d'aquesta nova tècnica que proposem enfront de les tradicionals.

3.1.- Tractament superficial de materials amb làser.

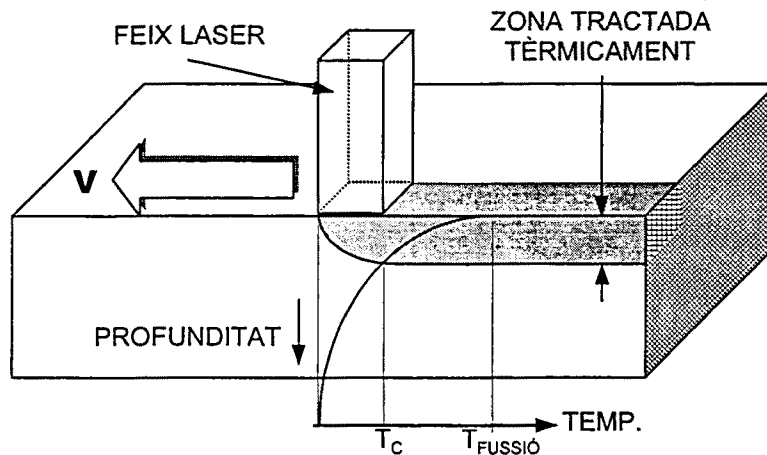


FIGURA 3.1.- Esquema del tractament superficial de materials mitjançant l'aplicació d'un feix làser. Les temperatures a la capa superficial han de ser les que l'aplicació requereixi.

El tractament de la superfície de materials és una de les aplicacions làser més recents. En el cas general, l'objectiu d'aquesta tècnica és dotar la superfície de les propietats necessàries per resistir certes condicions com càrregues mecàniques elevades, altes temperatures o entorns químicament agressius. Els tractaments superficials més desenvolupats són l'enduriment tèrmic i l'aliatge superficial, tots dos aplicats sobre metalls. Tot i que les primeres aplicacions van ser fetes l'any 1970, encara avui es tracta d'una tècnica en fase d'estudi i experimentació ja que cal controlar de manera precisa tant l'aportació d'energia sobre els materials com la resposta d'aquests materials a la radiació aplicada [Breinan et. Al. 1983, Gregson 1983, Mazumder 1991].

El tractament de superfícies es basa en l'escalfament d'una capa superficial de material i el seu posterior refredament, amb la finalitat de modificar o millorar les propietats de la superfície (veure Figura 3.1). Les modificacions metal·lúrgiques superficials que es donen en el cas de l'enduriment de metalls, per exemple, depenen de la temperatura. Si la distribució transversal d'energia del feix no és uniforme, la temperatura superficial resultant tampoc ho serà i l'estructura final de la superfície pot no ser uniforme si els gradients tèrmics transversals són massa elevats [Ocaña et. al. 1996, Ocaña et. al. 1999]. Per això es fa necessari l'ús de sistemes integradors o uniformitzadors del feix tot i que, en molts casos, es treballa simplement amb el feix expandit. En qualsevol cas, però, el control de l'estructura superficial final passa pel control tèrmic del procés, tema sobre el que existeixen diversos

estudis teòrics i experimentals [Anderson et. al. 1973, Breinan et. al. 1983, Gardon 1958, Heping et. al. 1991, Laguarda et. al. 1994, Mazumder et. al. 1979, Viskanta et. al. 1980] i serà tractat àmpliament en els capítols següents d'aquesta tesi.

El tractament superficial requereix, en general, l'aportació d'una quantitat gran d'energia. Els làsers de CO₂ i els de Nd:YAG són els més utilitzats. L'energia làser s'absorbeix en una capa superficial prima que s'escalfa i transmet calor cap a la base del material a un ritme que està determinat per la difusivitat tèrmica del material (si no es té en compte la transmissió de calor per radiació). Com a conseqüència es genera un gradient tèrmic en profunditat, tal com mostra la Figura 3.1. Per cada tractament superficial existeix una temperatura crítica, T_c , que determina la profunditat a la que arriba el tractament. Aquesta profunditat depèn de la irradiància làser aplicada i del temps d'irradiació, el producte dels quals és l'energia aportada pel làser per unitat de superfície (J/cm²). Per un mateix valor d'aquesta energia, si la irradiància és gran i el temps curt la capa superficial rebrà molta energia i no hi haurà temps que en transmeti gaire, per tant la temperatura superficial serà gran i el nivell de T_c proper a la superfície. Per intensitats més petites i temps més llargs la temperatura superficial disminueix i la profunditat del nivell T_c augmenta.

3.2.- Poliment de superfícies òptiques de vidre amb làser de CO₂.

Com s'ha vist a l'apartat 2.3, el poliment és la fase final de l'obtenció d'una superfície òptica. La seva missió és disminuir la rugositat de la superfície sense modificar la forma geomètrica obtinguda en les fases de desbast i afinat.

El fonament del poliment làser es basa en la fusió, o reblaniment quan es tracta d'un material amorf com el vidre, d'una capa superficial de material i la seva posterior solidificació. El poliment o, el que és equivalent, la disminució de la rugositat de la superfície és degut al flux creat per la tensió superficial en la capa fosa o reblanida. El gruix d'aquesta capa ha de ser notablement superior al valor de la rugositat superficial pic-vall inicial i el poliment només s'obté si la capa es manté fosa o reblanida durant temps suficientment llargs que permetin el flux.

El poliment làser de vidre s'aplica sobre superfícies afinades amb rugositats inicial pic-vall inferiors a 10 µm que determinen la profunditat de la capa que ha de ser tractada tèrmicament. Tot i que el vidre és un material amorf i no presenta una fase de fusió ben definida, a mesura que augmenta la seva temperatura disminueix la seva viscositat, augmentant així la capacitat de fluir. Aquest procés rep el nom de reblaniment. En el procés de poliment de vidre la temperatura crítica és $T_c \approx 1000$ °C ja que a partir d'aquest valor el coeficient de viscositat del vidre es fa prou petit ($\eta < 10^3$ Pa·s) com per que sigui possible el flux superficial provocat per la tensió superficial, necessari per polir. Tanmateix la temperatura de la base s'ha de mantenir per sota de la temperatura de reblaniment (≈ 700 °C) per evitar una deformació global de la mostra que faria variar la forma geomètrica de la superfície.

Les característiques de la interacció entre el vidre i el làser de CO₂ afavoreixen el poliment de vidre descrit en el paràgraf anterior. Per un cantó, l'eficiència energètica de la interacció és molt bona ja que, per la longitud d'ona a la que emet el làser, $\lambda = 10.6$ µm, el coeficient d'absorció del vidre és extraordinàriament gran, la reflectància petita i la major part de l'energia del feix queda absorbida en una capa superficial molt fina. Per un altre cantó la difusivitat tèrmica del vidre és petita i, planificant bé la intensitat i la durada de les irradiacions, es pot arribar a temperatures suficientment altes a la superfície i suficientment baixes a la base de la mostra de vidre.

El poliment de vidre amb làser de CO₂ va ser provat amb èxit, en fase experimental al laboratori, sobre vidres amb el coeficient de dilatació petit ($\alpha \sim$

$10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$) com, per exemple, el Pyrex o el Quars fos. En canvi els vidres més convencionals a la indústria òptica com els crown K i BK, que tenen coeficients de dilatació més grans ($\alpha \geq 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$), sempre es fracturaven degut a les tensions mecàniques originades durant el procés [Xiao et. al. 1983]. L'origen d'aquestes tensions són els gradients tèrmics que s'indueixen en el vidre degut a l'aplicació del feix làser. L'efecte dels gradients s'agreuja al voltant de la temperatura de transformació, T_g , per la qual el coeficient de dilatació tèrmica augmenta bruscament (veure apartat 4.1). Per aquest motiu és recomanable preescalfar homogèniament la mostra de vidre fins a temperatures lleugerament superiors a T_g abans d'aplicar el feix làser sobre ella. També durant el refredament la temperatura de la mostra ha de passar pel punt de transformació de manera suficientment lenta ($\approx 5 \text{ }^\circ\text{C}/\text{min}$). En la majoria de vidres òptics el valor de T_g és de l'ordre de $500 \text{ }^\circ\text{C}$ i, efectivament, s'han polit satisfactòriament mostres de vidre òptic convencional com el B-270 o el TRC-33 preescalfant-les a $550 \text{ }^\circ\text{C}$ i controlant el refredament adequadament [Laguarta et. al. 1994, Vega et. al. 1998].

La distribució no uniforme de la irradiància làser es tradueix en una distribució no uniforme de temperatura sobre la superfície de la mostra, amb gradients transversals que, pels modes normals d'emissió làser, solen ser elevats. En materials amb la difusivitat tèrmica alta com els metalls, aquests gradients es minimitzen ràpidament degut al flux de calor. Però en el cas del vidre, la difusivitat tèrmica del qual és de 10 a 100 vegades més petita que la dels metalls, els gradients tèrmics transversals actuen durant més temps i poden induir deformacions superficials macroscòpiques no desitjades. Per tant, el tractament làser d'una superfície de vidre requereix una gran uniformitat en la distribució transversal d'intensitat del feix, que s'ha d'obtenir mitjançant sistemes d'integració adequats [Armengol et. al. 1997, Ocaña et. al. 1999].

Des del punt de vista industrial la tècnica de poliment làser presenta diversos avantatges enfront de les tècniques tradicionals de poliment. No requereix l'ús de motlles que han de ser diferents per cada tipus de superfície ni la utilització de materials abrasius, i amb una mateixa eina, el làser, es poden polir superfícies amb qualsevol curvatura o forma de la superfície nominal. Això permet un nivell d'automatització del procés de poliment que no és possible amb les tècniques actuals descrites al capítol anterior, sobretot quan es tracta de superfícies òptiques esfèriques i sense simetria de revolució. Per un altre cantó, el temps de processat disminueix considerablement. Per polir, per exemple, la superfície corresponent a una lent oftàlmica (diàmetre, $D \approx 70 \text{ mm}$) es triga de l'ordre de 10 s, temps més que competitiu en relació als que es tenen en els processos de fabricació actuals. El poliment làser, per tant,

simplificaria mecànicament el procés de poliment i, a més reduiria el temps de processat.

4.- MODEL TEÒRIC.

El poliment làser és un procés termomecànic en el que cal escalfar suficientment el material de la superfície a polir per tal que pugui fluir sota l'acció de la tensió superficial. El procés mecànic inclou dos aspectes, les tensions internes induïdes pel gradient tèrmic que la irradiació làser genera en el material i el flux superficial. El moviment de massa que comporta aquest flux és petit i molt localitzat, de manera que la seva contribució al procés tèrmic pot no tenir-se en compte. Les tensions internes poden produir deformacions de la superfície i també fissures. Com que la zona tèrmicament afectada pel làser és petita, les deformacions i la seva influència en el procés tèrmic també ho serien. Per tant el procés tèrmic i el procés mecànic es poden tractar independentment. És a dir, primer es calcula la distribució de temperatura induïda pel làser, assumint que no hi ha flux ni deformació superficials, i en funció d'aquesta distribució s'estudiarien el flux i la forma final de la superfície. El model teòric que es proposa en aquesta tesi es refereix només al procés tèrmic, però els mecanismes associats al procés mecànic es descriuen breument a l'apartat 4.1. En els apartats següents es desenvolupa la modelització teòrica del procés tèrmic que s'indueix en el vidre durant el poliment làser. El model, en principi, és aplicable a qualsevol tipus de material, però les aproximacions fetes es justifiquen només en el cas dels vidres utilitzats en els experiments de poliment simulats o reals que s'exposen al llarg de la tesi. Aquests vidres són el B-270 i el TRC33 [Corning 1996], utilitzats en òptica oftàlmica, i el Pyrex.

El procés tèrmic es descriu a partir dels mecanismes de transmissió de calor: conducció, convecció i radiació. Tots ells s'expliquen resumidament a

l'apartat 4.2. Els dos primers mecanismes són conceptualment senzills i les magnituds i paràmetres que intervenen en la seva descripció són pocs. En canvi, l'estudi del procés tèrmic associat a la radiació és molt més complex ja que la transmissió d'energia calorífica ve donada per la propagació d'ones electromagnètiques i la interacció d'aquestes amb els materials. Per això, en un nou apartat, el 4.3, es descriu el comportament dels materials com a emissors i absorbents de radiació. Aquest comportament juga un paper important en el desenvolupament d'aquesta tesi, no només pel que fa a la transmissió de calor, sinó també per dos motius addicionals. En primer lloc, l'escalfament del material a polir es basa en l'absorció de l'energia associada a la radiació làser que incideix sobre ell. En segon lloc, a partir de la radiació tèrmica que emeten les mostres durant el procés de poliment es determina la seva temperatura (veure Capítol 5) i es valida el model teòric proposat.

Tal com queda palès al llarg dels apartats 4.2 i 4.3, en el procés tèrmic del vidre intervenen una sèrie de propietats d'aquest material que s'han de conèixer per incloure-les en el desenvolupament del model teòric. Els valors que tenen aquestes propietats i els valors simplificats que, quan és convenient es prenen en el model, es descriuen a l'apartat 4.4.

A l'apartat 4.5 s'analitza el vidre com a material absorbent i emissor de radiació i es particularitza pel cas de les mostres irradiades amb làser.

L'èxit del poliment amb làser requereix que els gradients tèrmics en profunditat, que s'indueixen en el material tractat degut a l'aplicació del feix làser, siguin prou petits com per evitar un estrès tèrmic excessiu i, al mateix temps, prou grans com per assolir temperatures superficials per sobre de la temperatura de flux sense escalfar excessivament la base del material. Els valors d'aquests gradients es poden preveure simulant teòricament el procés tèrmic que el làser genera en el material mitjançant l'equació unidimensional de transmissió de calor (model 1D). L'equació inclou les propietats tèrmiques i òptiques del vidre descrites a 4.4 i 4.5, i permet calcular la distribució de temperatures en aquest material en funció de la profunditat i del temps per qualsevol cicle d'intensitat làser aplicat. L'equació es soluciona numèricament mitjançant el mètode de les diferències finites i el seu desenvolupament es troba a l'apartat 4.6.

El model 1D no té en compte, és clar, els efectes de transmissió transversal de calor. Aquests efectes es donen en qualsevol experiment de poliment degut a que la mida del feix és, en general, menor que la superfície que s'ha de polir i també a que la uniformització transversal del feix mai no és perfecta. Per un altre cantó, és evident que la dinàmica del flux superficial

responsable del poliment depèn, no només de que la distribució de temperatures en profunditat sigui l'adequada, sinó també de la distribució transversal de temperatures. Per tant, un model de simulació 3D és molt útil tant per dissenyar adequadament els experiments de poliment com per comprendre el procés físic associat a ell. El model 3D es descriu a l'apartat 4.7.

A l'apartat 4.8 es presenten els resultats obtinguts amb el model 1D. En primer lloc s'analitzen breument les condicions amb què s'aplica el mètode numèric per solucionar l'equació diferencial proposada per simular el procés tèrmic. Després es resol l'equació per trobar l'evolució tèrmica que tenen les mostres de vidre com a resposta a diferents cicles d'intensitat làser aplicada.

Per acabar, a l'apartat 4.9 es presenten alguns dels resultats obtinguts amb el model 3D i es comparen amb resultats paral·lels obtinguts amb el model 1D per tal d'analitzar la importància de la transmissió transversal de calor.

4.1.- Procés mecànic.

El procés mecànic que experimenta una mostra de vidre irradiada amb làser ha estat descrit a l'apartat 3.2. Es pot distingir entre el procés de reblaniment i flux superficial, que afecta només a una petita capa i el procés associat a les tensions tèrmiques, que afecta tota la mostra. Les propietats que intervenen són la viscositat i la tensió superficial, en el primer cas, i la dilatació tèrmica, en el segon cas. La variació d'aquestes propietats amb la temperatura en el cas del vidre és la que explica el desenvolupament del procés de poliment làser i dóna la clau del seu èxit.

4.1.1.- Propietats del vidre rellevants en el procés mecànic.

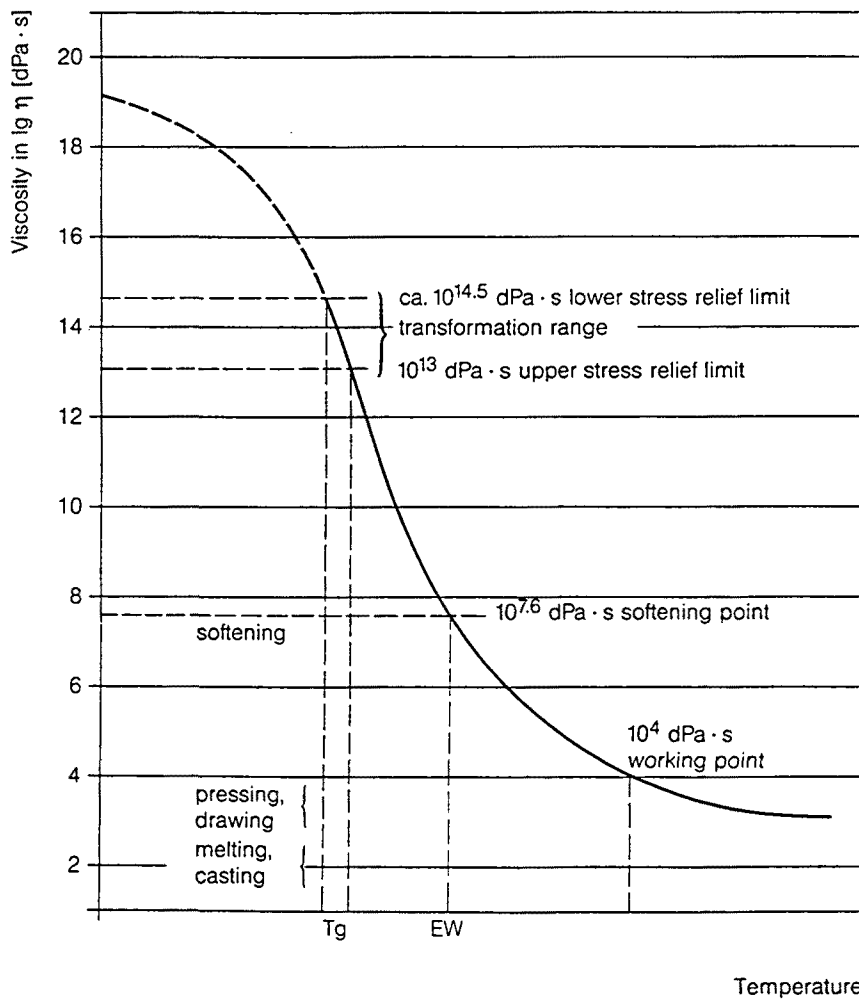


FIGURA 4.1.1.- Corba de variació de la viscositat del vidre amb la temperatura.

La variació de la viscositat del vidre amb la temperatura, $\eta(T)$, és molt coneguda i es representa a la Figura 4.1.1 [Schott 1984, Fernández 1985]. En el procés d'obtenció del vidre es parteix d'una massa fosa a temperatura molt alta per obtenir com a resultat el vidre sòlid a temperatura ambient. En aquest procés la viscositat passa per tots els valors representats a la gràfica i, per tant, el seu valor varia de 15 a 20 ordres de magnitud. Entre $\eta = 10^0$ i $\eta = 10^4$ dPa·s el vidre es comporta com un líquid. A aquest darrer valor de la viscositat li correspon un valor de la temperatura, diferent segons el tipus de vidre, que es coneix amb el nom de punt de conformació (working point) i, d'acord amb el que s'ha explicat a l'apartat 3.1, és la temperatura crítica corresponent al procés de poliment. Els valors d'aquesta temperatura pels vidres amb els que es treballa en aquesta tesi que són el B-270, el TRC-33 i el Pyrex són, respectivament, $T_C = 995, 995$ i 1252 °C. Entre $\eta = 10^4$ i $\eta = 10^{13}$ dPa·s el vidre passa d'un estat fluid a un estat plàstic. En aquest interval, la viscositat $\eta = 10^{7.6}$ dPa·s marca el punt de reblaniment o de Littleton (softening point) i la temperatura corresponent es defineix com aquella a partir de la qual el vidre es deforma sota l'acció del seu propi pes. Per valors més grans de la viscositat es pot considerar el vidre com un sòlid rígid. Els valors de la temperatura de reblaniment pel B-270, el TRC-33 i el Pyrex són, respectivament, $T_L = 719, 704$ i 821 °C. La temperatura per la qual el vidre té una viscositat $\eta = 10^{13}$ dPa·s s'anomena temperatura de recuita (annealing point), T_R (la recuita és un procés que s'aplica al vidre per disminuir la seva fragilitat). En la zona de temperatures properes a aquest punt les característiques estructurals i, en conseqüència, moltes propietats del vidre canvien notablement i es coneix amb el nom de zona o rang de transformació ($\eta = 10^{13} - 10^{14.5}$ dPa·s).

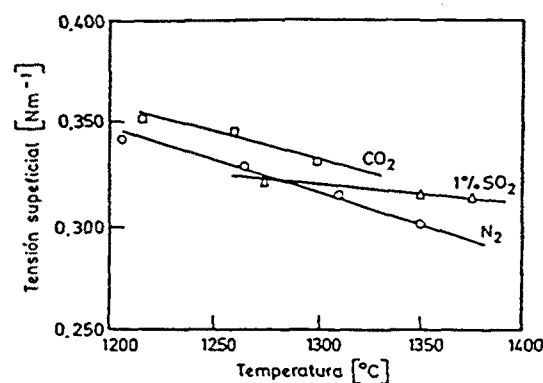


FIGURA 4.1.2.- Corba de variació de la tensió superficial del vidre amb la temperatura per diferents atmosferes externes.

La tensió superficial del vidre a la temperatura crítica en el procés de poliment, T_C , varia, depenent del tipus de vidre, entre $\sigma = 0.2$ i 0.4 N/m i és alta comparada amb la de la majoria de líquids, encara que més baixa que la dels metalls fosos [Fernández 1985]. A partir de T_C la tensió superficial disminueix lleugerament amb la temperatura, de l'ordre del 1% o el 2% cada 100 °C, tal com mostra la Figura 4.1.2. Els seu valor, però, segueix essent suficientment gran i genera el flux superficial.

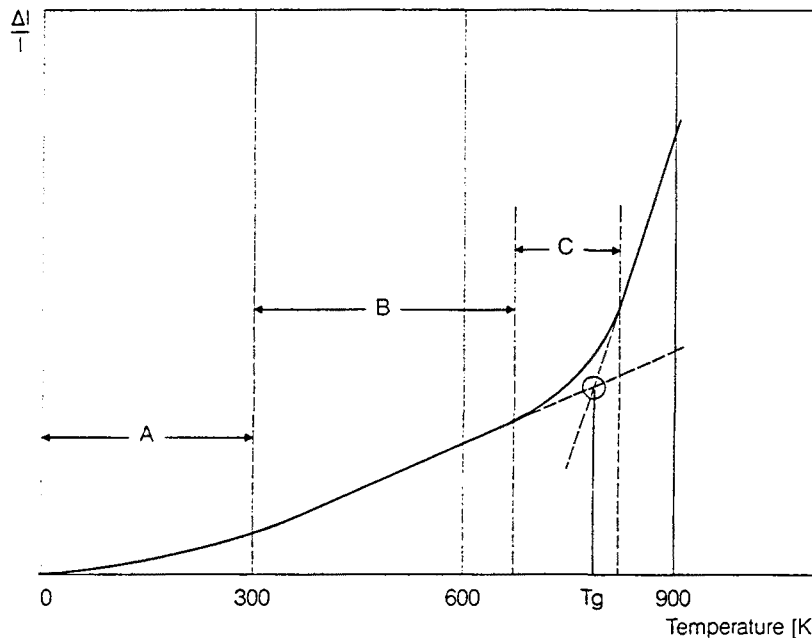


FIGURA 4.1.3.- Corba típica de variació del coeficient de dilatació del vidre amb la temperatura.

El coeficient de dilatació tèrmica lineal dels vidres depèn de la temperatura d'acord amb corbes com la representada a la Figura 4.1.3 per un cas general [Schott 1984]. Comença amb $\alpha = 0$ per $T = 0$ °K i aproximadament a temperatura ambient experimenta un augment notable en el pendent (secció A). Aquest pendent es redueix i passa a ser pràcticament constant (secció B) fins que, coincidint amb la zona de transformació, el valor del coeficient de dilatació augmenta bruscament (secció C). En aquesta darrera secció es defineix la temperatura de transformació, T_g , molt propera a T_R per tots els vidres, com el punt d'intersecció de les tangents a la corba. Les temperatures de transformació pel B-270, el TRC-33 i el Pyrex són, respectivament, $T_g = 559$, 530 i 560 °C. Degut a la forta dependència de la dilatació tèrmica amb la temperatura es defineixen dos coeficients mitjana, $\alpha_{-30/+70}$, rellevant a temperatura ambient i $\alpha_{20/300}$ usat internacionalment com a referència per comparar els diferents tipus de vidre. Els valors corresponents al B-270, el

TRC-33 i el Pyrex són, respectivament, $\alpha_{20/300} = 8.3 \cdot 10^{-6}$, $9.5 \cdot 10^{-6}$ i $3.25 \cdot 10^{-6}$ /°C.

4.1.2.- Descripció del procés mecànic associat al poliment de vidre.

L'estudi teòric del flux que té lloc a la capa superficial fosa o reblanida d'un material al que se li aplica un tractament superficial amb làser ha estat fet per diversos autors [Anthony et. al. 1977, Mazumder 1991, Tokarev et. al. 1994]. La majoria d'estudis es refereixen al cas dels metalls, en els que existeix una frontera ben definida entre la capa fosa i la capa sòlida donada per la temperatura de fusió. A la capa fosa, es solucionen les equacions acoblades de transmissió de la calor i moviment de fluids fent diferents aproximacions depenent del problema concret que es vulgui tractar. En l'equació de transmissió de la calor es tenen en compte tant la conducció com la convecció del fluid. El moviment de fluid s'estudia mitjançant l'equació de Navier-Stokes i la velocitat del fluid és el factor d'acoblament entre les dues equacions. El plantejament es fa tenint en compte que la superfície és rugosa [Tokarev et. al. 1994] o té un perfil conegut [Anthony et. al. 1977] i les condicions de contorn a la superfície inclouen les forces degudes a la tensió superficial que són les que originen el flux. La densitat del fluid es considera constant (independent de la temperatura) i, per tant, les forces ascensionals que també podrien produir flux, no existeixen. Les forces degudes a la tensió superficial tenen dues components una normal a la superfície i l'altra tangencial. La força normal depèn només de la tensió superficial. La força tangencial depèn de la derivada de la tensió superficial respecte a la temperatura al llarg de la superfície. Fins i tot en un model on la temperatura només depengui de la profunditat, aquesta derivada seria diferent de zero degut al perfil rugós de la superfície. En el cas del vidre, la variació de la tensió superficial amb la temperatura és petita (Figura 4.1.2) i actua, sobretot, la component normal.

La dilatació tèrmica és el fenomen responsable de les tensions induïdes en les mostres irradiades amb làser. El gradient tèrmic generat en el material implica diferents graus de dilatació en zones veïnes que es tradueixen en tensions. Degut a elles el material es pot arribar a trencar i el procés de poliment, per tant, fracassa. Per avaluar en primera aproximació la importància d'aquestes tensions, es pot considerar el vidre com un material perfectament elàstic [Xiao et. al. 1983]. Llavors, si es considera el cas unidimensional on la temperatura varia només amb la profunditat (direcció z), es pot demostrar que el tensor de tensions té només dos elements diferents de zero que són $\sigma_{xx}(z,t) = \sigma_{yy}(z,t) = \sigma(z,t)$. La relació entre aquestes tensions i la temperatura és [Boley et. al. 1985]:

$$\sigma(z,t) = \frac{\alpha E}{1-\nu} \left[-\Delta T(z,t) + \frac{N_T}{b} + \frac{12(b/2-z)}{b^3} M_T \right] \quad (4.1.1)$$

$$N_T = \int_0^b \Delta T(z,t) dz$$

$$M_T = \int_0^b (b/2-z) \Delta T(z,t) dz$$

on α és el coeficient de dilatació tèrmica, E el mòdul de Young, ν el coeficient de Poisson, b el gruix de material i $\Delta T(z,t)$ és l'increment de temperatura respecte a la inicial. Analitzant l'expressió (4.1.1) i tenint en compte que els valors de E i de ν no varien gaire amb el tipus de vidre és clar que com més gran sigui el coeficient de dilatació més grans seran les tensions.

El Pyrex és un vidre que es caracteritza per tenir un valor petit del coeficient de dilatació fins i tot a temperatures altes. Per això és un candidat especialment apte pel poliment làser i, en efecte, es poleix satisfactòriament com ja va ser descrit per Y. M. Xiao i Michael Bass [Xiao et. al. 1983]. En canvi pel vidre òptic BK7, que té un coeficient de dilatació entre dues i tres vegades més gran, els resultats experimentals van ser de trencament en totes les proves. El mateix cal esperar pels vidres B-270 i TRC-33. Experimentalment, però, s'ha comprovat que si les mostres de vidre òptic que han de ser polides amb làser s'escalfen prèviament fins a temperatures superiors al punt de transformació, T_g , llavors no es trenquen durant el procés. La justificació d'aquest fet no es troba en la fórmula (4.1.1). Tot i que el valor de $\Delta T(z,t)$ disminueix degut a l'augment de la temperatura inicial el valor del coeficient de dilatació α es fa molt gran a partir de T_g i si es calculen les tensions es continuen trobant valors grans. En realitat, el vidre deixa de comportar-se com un sòlid elàstic per temperatures superiors a T_R (propers a T_g) i l'equació (4.1.1) ja no és aplicable. La teoria més exactament aplicable al cas del tractament superficial del vidre seria la que estudia les tensions tèrmiques pels materials viscoelàstics, i això queda fora de l'abast d'aquesta tesi. Des d'un punt de vista fenomenològic, però, és clar que si el coeficient de dilatació varia bruscament al voltant de T_g , llavors els gradients que incloguin temperatures al voltant d'aquest valor generaran tensions més grans ja que el desequilibri entre els graus de dilatació de zones veïnes serà més acusat. I aquests desequilibris s'eviten escalfant prèviament les mostres fins a valors de la temperatura lleugerament superiors a T_g . També queda clar, que un model de simulació que permeti controlar els gradients tèrmics que, d'acord amb els dos darrers sumands de l'expressió (4.1.1), influeixen directament sobre les tensions, és una de les claus de l'èxit de la nova tècnica de poliment làser.

4.2.- Mecanismes de transmissió de la calor

4.2.1.- Conducció tèrmica.

Sempre que entre dues regions d'un material hi ha una diferència de temperatura, es transmet energia tèrmica per conducció des de la regió calenta a la freda. L'intercanvi d'energia es produeix degut al moviment cinètic (agitació tèrmica) de les partícules que componen el material i, per tant, només es dona entre regions que estan en contacte. La llei empírica de Fourier estableix que l'energia tèrmica conduïda per unitat de temps en una direcció determinada és proporcional a l'àrea A perpendicular a aquesta direcció i al gradient de temperatura en aquesta direcció. Si la direcció de transmissió és z , llavors:

$$\Phi_z^{cd} = -A \cdot K \frac{dT}{dz} \quad (4.2.1)$$

on Φ_z^{cd} és el flux o energia transmesa per unitat de temps i K és la conductivitat tèrmica que depèn de la composició del material i de la seva temperatura [Necati 1985].

4.2.2.- Convecció.

Quan un fluid està en contacte amb un sòlid i les temperatures del fluid i de la superfície del sòlid són diferents, llavors hi ha una transferència de calor de l'un a l'altre. Aquest mecanisme de transferència de calor s'anomena convecció. Si el fluid té un moviment respecte al sòlid induït artificialment, llavors la convecció és forçada. Si el moviment del fluid s'estableix per forces ascensionals degut a les diferències de densitat que originen les diferències de temperatura en el fluid llavors la convecció és lliure o natural. En qualsevol cas, el camp de temperatures en el fluid es veu influït pel seu moviment i la determinació de la distribució tèrmica i les transferències de calor en el cas de la convecció és una qüestió complicada. En les aplicacions d'enginyeria, per simplificar els càlculs de transferència de calor entre una superfície calenta i un fluid més fred en contacte amb ella, es defineix el coeficient de convecció, h_c , de manera que:

$$\frac{\Phi^{cv}}{A} = h_c (T_w - T_f) \quad (4.2.2)$$

on (Φ^{cv}/A) és el flux de calor per unitat de superfície des de la paret calenta cap al fluid fred i T_w i T_f són, respectivament, les temperatures de la superfície calenta i de la massa de fluid. Històricament aquesta expressió es coneix amb el nom de llei de Newton del refredament.

El coeficient h_c depèn del tipus de flux amb que es mou el fluid (laminar o turbulent), de la geometria del cos, de les propietats físiques del fluid i de la temperatura mitjana. També depèn de si es tracta de convecció forçada o natural. El coeficient de convecció es pot determinar analíticament per fluxos sobre sòlids amb geometries senzilles com, per exemple, una làmina plana o un tub cilíndric. En el cas d'una làmina plana horitzontal en contacte amb aire a la pressió atmosfèrica i temperatures moderades el coeficient de convecció ve donat per la següent expressió simplificada [Necati 1985]:

$$h_c = C \cdot \left(\frac{\Delta T}{L} \right)^{1/4} \quad (\text{W/m}^2\text{K}) \quad (4.2.3)$$

on $C = 1.32$ si la cara calenta de la làmina és la superior, $C = 0.59$ si es tracta de la cara inferior, ΔT és la diferència entre la temperatura de la superfície de la làmina i la de l'aire i L és la dimensió característica de la làmina (valor del costat per una làmina quadrada, mitjana dels costats si és rectangular o 0.9 vegades el diàmetre si es tracta d'una làmina circular) [Necati 1985].

4.2.3.- Radiació tèrmica.

Totes les substàncies emeten contínuament radiació electromagnètica degut a l'agitació molecular i atòmica associada a l'energia interna del material. Degut a l'emissió, l'energia interna disminueix i, per tant, la temperatura també. La radiació emesa comprèn totes les longituds d'ona amb intensitats més o menys grans, depenent de cada material. S'entén per radiació tèrmica aquella que és detectada com a calor o llum i correspon a les longituds d'ona del visible i l'infraroig (0.4 - 1000 μm). Per un altre cantó, totes les substàncies absorbeixen part de l'energia associada a la radiació electromagnètica que els arriba i es propaga a través d'elles. Com a conseqüència l'energia interna i la temperatura de la substància augmenten.

Cada porció d'un medi emet radiació en totes direccions i rep radiació de totes les altres porcions, no només de les que estan en contacte amb ella. Entre dues regions a diferents temperatures l'intercanvi d'energia calorífica per radiació depèn del camí recorregut per les ones electromagnètiques des de cada una de les regions fins a l'altra i el balanç energètic a cada regió no es pot descriure amb una fórmula empírica senzilla com en els casos anteriors. En aquesta tesi només es resoldrà aquest balanç en el cas particular de les mostres de vidre irradiades amb làser i això serà a l'apartat 4.5. Prèviament, es dedica un altre apartat, el 4.3, a la descripció del comportament radiant dels materials.

4.3.- Comportament radiant dels materials.

4.3.1.- Paràmetres per descriure la radiació tèrmica.

La magnitud fonamental per descriure la radiació és l'energia Q (mesurada en Joules) associada a ella. L'energia radiant que incideix sobre la superfície d'un material pot ser absorbida, reflectida o transmesa a través del material tal com es representa a la Figura 4.3.1. Per tant, d'acord amb el principi de conservació de l'energia:

$$Q_{incident} = Q_{refl} + Q_{abs} + Q_{trans} \quad (4.3.1)$$

A més, el material també emet energia. Quan es troba en equilibri tèrmic:

$$Q_{em} = Q_{abs} \quad (4.3.2)$$

i la temperatura del material es manté constant. L'expressió (4.3.2) és una versió simplificada de la llei de Kirchhoff, l'enunciat de la qual diu que el ritme amb què un material en equilibri tèrmic emet i absorbeix energia és el mateix independentment de la longitud d'ona i de la naturalesa de la superfície del material. Per tant un bon absorbent és també un bon emissor [Necati 1985, Siegel et. al. 1992].

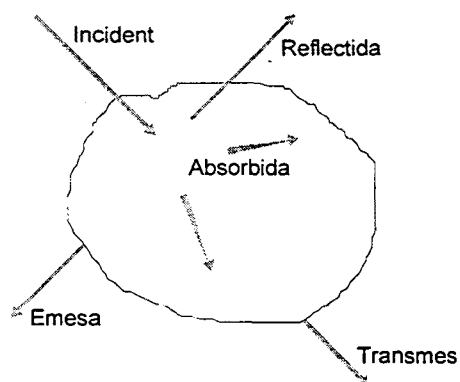


FIGURA 4.3.1.- Repartiment de l'energia radiant que incideix sobre un material.

Els quocients de les energies absorbida, transmesa i reflectida entre l'energia incident defineixen les següents magnituds:

$$R = \frac{Q_{refl}}{Q_{inc}} \quad (\text{Reflectància})$$

$$A = \frac{Q_{abs}}{Q_{inc}} \text{ (Absorbància)}$$

$$T = \frac{Q_{tr}}{Q_{inc}} \text{ (Transmitància)}$$

totes elles molt útils per descriure els processos associats a l'emissió i absorció de radiació per part dels materials. D'acord amb (4.3.1), s'ha d'acomplir $R + A + T = 1$. En moltes ocasions, però, quan es parla de radiació transmesa es fa referència a la radiació que passa des d'un medi a un altre a través de la superfície de separació i no de la radiació transmesa a través d'un cos sencer com el de la Figura 4.3.1. En aquests casos, com que la superfície de separació és infinitament prima, no hi ha absorció. Llavors, si T^* correspon a la transmitància a través de la superfície, s'acompleix que $T^* + R = 1$.

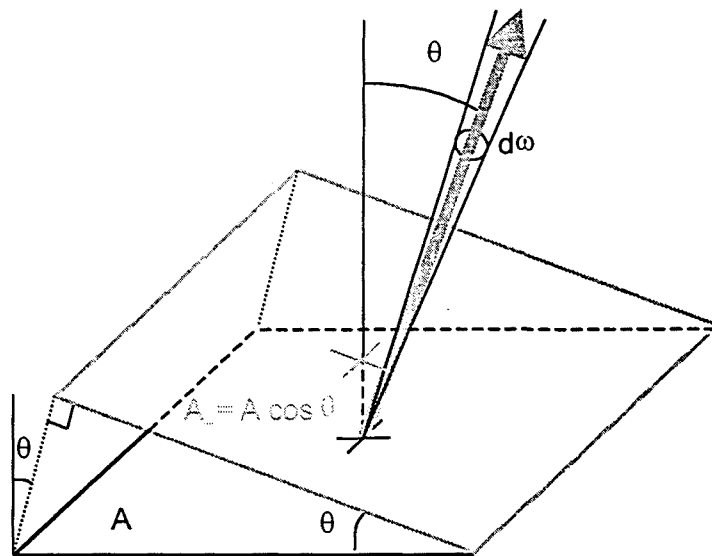


FIGURA 4.3.2.- Descripció gràfica de les propietats radiants .

Per tenir en compte les diferents variables de les que depèn l'energia radiant es defineixen una sèrie de magnituds radiomètriques que fan referència a l'energia emesa a la superfície d'un material (veure Figura 4.3.2) o bé a l'energia radiant que arriba a la superfície del material. Les definicions que s'exposen a continuació corresponen al que s'anomena *notació internacional* (excepte el poder emissor, J) [Pinson 1985, Siegel et. al. 1992]:

- Flux radiant (o flux): energia emesa per unitat de temps.

$$\Phi = \frac{\partial Q}{\partial t} \quad (\text{W})$$

- Intensitat radiant (o intensitat): flux emès per unitat d'angle sòlid.

$$I = \frac{\partial \Phi}{\partial \omega} \quad (\text{W/sr})$$

- Poder emissor: flux emès per unitat d'angle sòlid i per unitat de superfície emissora.

$$J = \frac{\partial I}{\partial A} \quad (\text{W/sr}\cdot\text{m}^2)$$

- Radiància: flux emès per unitat d'angle sòlid i per unitat de superfície perpendicular a la direcció de propagació.

$$L = \frac{\partial I}{\partial A_n} \quad (\text{W/sr}\cdot\text{m}^2)$$

- Irradiància: flux incident per unitat de superfície.

$$E = \frac{\partial \Phi_{inc}}{\partial A} \quad (\text{W/m}^2)$$

Totes aquestes magnituds es defineixen també espectralment, això vol dir tenint en compte només la radiació amb longituds d'ona compreses en un petit interval $d\lambda$ al voltant d'un valor concret, λ , de la longitud d'ona. Per exemple, la intensitat espectral es definiria com:

$$I_\lambda = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \omega \partial \lambda} = \frac{\partial I}{\partial \lambda} \quad (\text{W/sr}\cdot\mu\text{m})$$

i Φ_λ , J_λ , L_λ i E_λ es defineixen anàlogament.

4.3.2.- Superfícies Lambertianes.

En molts casos, quan es tracta d'una superfície emissora plana, la intensitat radiant varia amb l'angle θ entre la normal a la superfície i la direcció d'emissió considerada (veure Figura 4.3.3) d'acord amb:

$$I_{\theta} = I_n \cdot \cos \theta \quad (4.3.3)$$

on I_n és la intensitat emesa en la direcció perpendicular a la superfície. Aquestes superfícies s'anomenen lambertianes o difusores. La radiància d'aquesta superfície és la mateixa per qualsevol direcció d'emissió [Pinson 1985, Siegel et. al. 1992]. En efecte:

$$L_{\theta} = \frac{d_{\theta}}{dA_n} = \frac{d_{\theta}}{dA \cdot \cos \theta} = \frac{d_n}{dA} = L_n = L \quad (4.3.4)$$

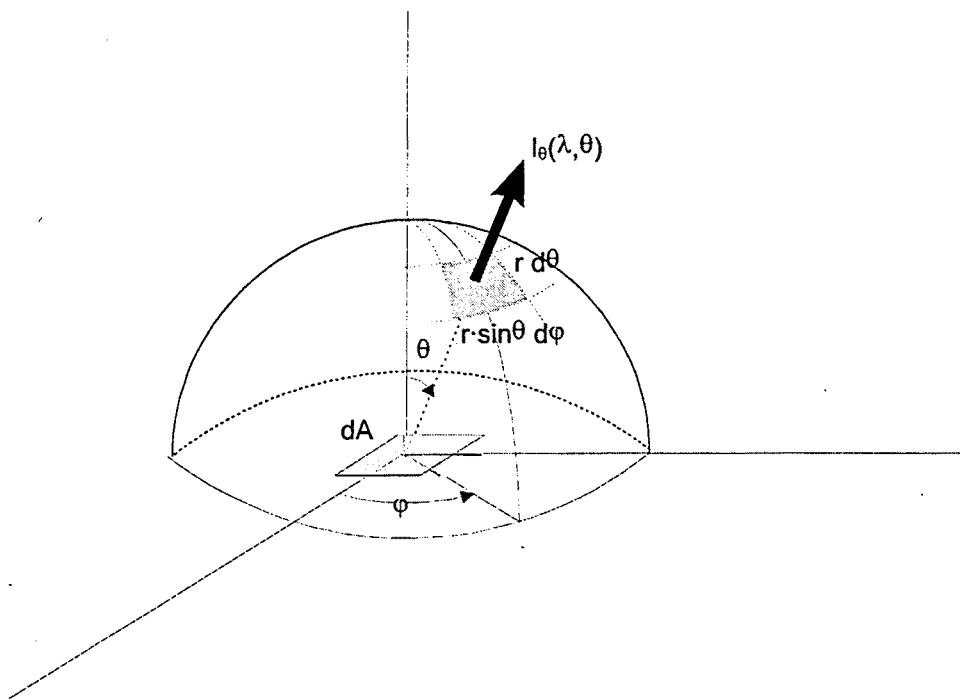


FIGURA 4.3.3.- Càlcul del flux radiant en una semiesfera

La radiació emesa per una superfície en totes les direccions de la semiesfera limitada per ella s'anomena emissió semiesfèrica. Així, el flux radiant total en una semiesfera o flux semiesfèric s'obté integrant la intensitat sobre els $2\pi sr$ corresponents (veure Figura 4.3.3):

$$\Phi = \int_0^{2\pi} I_{\theta} d\omega \quad (4.3.5)$$

on $d\omega = \sin \theta d\theta d\phi$ i, per tant,

$$\Phi = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi/2} I_n \cos\theta \sin\theta \, d\theta \, d\varphi = \pi \cdot I_n = \pi \cdot L \cdot A \quad (4.3.6)$$

4.3.3.- Propagació de la radiació a través d'un medi. Canvi de medi.

Quan la radiació es propaga a través d'un medi material la seva energia es va absorbint i totes les magnituds associades a ella van disminuint poc o molt al llarg del seu recorregut. Aquest fenomen es descriu mitjançant la llei de Bourguer-Lambert [Siegel et. al. 1992] segons la qual, si la radiació es propaga pel material en la direcció z , la seva intensitat ve donada per:

$$I(z) = I_0 \cdot e^{-\alpha(\lambda, T)(z-z_0)} \quad (4.3.7)$$

on I_0 és la intensitat de la radiació en el punt z_0 i $\alpha(\lambda, T)$ és el coeficient d'absorció del material, que pot variar amb la longitud d'ona i la temperatura. Si el coeficient d'absorció és prou petit per tots els valors de la longitud d'ona, llavors el medi és totalment transparent. Si el coeficient d'absorció és gran per totes les longituds d'ona, llavors el medi és totalment absorbent. Si el coeficient d'absorció depèn fortament de la longitud d'ona, de manera que el material pugui considerar-se transparent per algunes zones de l'espectre i absorbent per altres, llavors el material s'anomena semitransparent o parcialment absorbent.

Quan en el seu recorregut la radiació canvia de medi es reflecteix i es refracta a la superfície de separació entre els dos medis. La teoria electromagnètica clàssica de Maxwell permet determinar les característiques de la radiació reflectida i transmesa. La normal a la superfície de separació i la direcció en la que viatja la radiació incident formen el pla d'incidència. L'angle entre les dues direccions citades és l'angle d'incidència, θ . En el cas ideal d'una superfície de separació llisa (poc rugosa), neta i que presenta reflexió especular, les direccions en que viatgen la radiació reflectida i la transmesa també estan contingudes en el pla d'incidència. Els angles θ_r i χ són, respectivament, els que formen cada una d'aquestes direccions amb la normal a la superfície de separació i es demostra que:

$$\theta_r = \theta$$

$$n_1 \cdot \sin\theta = n_2 \cdot \sin\chi \quad (4.3.8)$$

on n_1 i n_2 són els índex de refracció dels dos medis i la radiació viatja des de 1 cap a 2. Les expressions (4.3.8) es coneixen, respectivament, amb els noms de llei de la reflexió i llei de Snell.

Per un altre cantó, les equacions de Fresnel relacionen les amplituds de les ones corresponents a la radiació incident, reflectida i refractada i, per tant, les energies associades a elles. D'acord amb aquestes equacions, la reflectància per la radiació polaritzada perpendicularment al pla d'incidència resulta:

$$R_{\perp} = \frac{\sin^2(\theta - \chi)}{\sin^2(\theta + \chi)} = \left(\frac{n_1 \cos \theta - n_2 \cos \chi}{n_1 \cos \theta + n_2 \cos \chi} \right)^2 \quad (4.3.9)$$

i per la radiació polaritzada paral·lelament al pla d'incidència:

$$R_{\parallel} = \frac{\text{tg}^2(\theta - \chi)}{\text{tg}^2(\theta + \chi)} = \left(\frac{n_2 \cos \theta - n_1 \cos \chi}{n_1 \cos \chi + n_2 \cos \theta} \right)^2 \quad (4.3.10)$$

En el cas general de radiació no polaritzada la reflectància és el valor mig de les dues expressions anteriors,

$$R = \frac{1}{2}(R_{\perp} + R_{\parallel}) \quad (4.3.11)$$

i, en el cas d'incidència normal, $\theta = 0$, aquesta valor mig esdevé:

$$R_n = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2 \quad (4.3.12)$$

La transmitància a través de la superfície de separació entre els dos medis ve donada, en cada un dels quatre casos exposats anteriorment, per $T^* = 1 - R$. S'ha de tenir present que, en general, els índexs de refracció depenen de la longitud d'ona i de la temperatura i, com a conseqüència, la reflectància i la transmitància també en depenen.

La deducció clàssica de la llei de la reflexió, la de Snell i de les equacions de Fresnel es fan suposant que els medis són perfectament transparents, o sigui, amb un coeficient d'absorció tendint a zero. Es demostra, però, que quan el coeficient d'absorció és diferent de zero, les lleis citades continuen essent vàlides si es substitueix en elles l'índex de refracció n per un

índex complex $\tilde{n} = n - i\kappa$ on κ és el que s'anomena coeficient d'extinció i està relacionat amb el coeficient d'absorció mitjançant l'expressió [Siegel et. al. 1992]:

$$\alpha = 2 \frac{\omega}{c} \kappa = \frac{4\pi\kappa}{\lambda} \quad (4.3.13)$$

Utilitzant l'índex complex, la reflectància per incidència normal depèn de n_1 , n_2 , κ_1 i κ_2 de la següent manera:

$$R_n = \frac{(n_2 - n_1)^2 + (\kappa_2 - \kappa_1)^2}{(n_2 + n_1)^2 + (\kappa_2 + \kappa_1)^2} \quad (4.3.14)$$

4.3.4.- Radiació del cos negre.

Un cos negre es defineix com un cos ideal per al que tota la radiació que incideix sobre ell és absorbida sense que hi hagi energia reflectida ni transmesa, siguin els que siguin la longitud d'ona i l'angle d'incidència. Es tracta d'un cos perfectament absorbent que serveix de referència per als absorbents reals. D'acord amb la llei de Kirchhoff, un cos negre també és un emissor perfecte que emet, per qualsevol longitud d'ona i en qualsevol direcció, la màxima energia radiant possible i també és una referència per als emissors reals.

La teoria de Planck estableix que un cos negre emet lambertianament i la seva radiància espectral, $L_{\lambda,b}$, depèn de la longitud d'ona i de la temperatura de la següent manera:

$$L_{\lambda,b}(\lambda, T) = \frac{2 \cdot c_0^2 \cdot h}{\lambda^5} \cdot \left(\frac{1}{e^{\frac{hc_0}{\lambda k T}} - 1} \right) \quad (4.3.15)$$

on: $c_0 = 3 \cdot 10^8$ (m/s) és la velocitat de propagació de les ones electromagnètiques en el buit; $h = 6.625 \cdot 10^{-34}$ (J·s) és la constant de Planck; $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ (J/K) és la constant de Boltzman; i T és la temperatura absoluta. La representació gràfica de l'expressió (4.3.15) dona les conegudes corbes de la Figura 4.3.4.

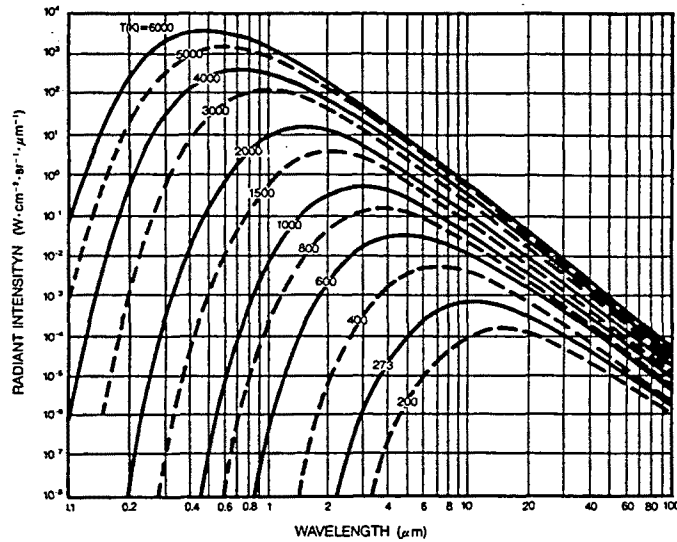


FIGURA 4.3.4.- Radiància espectral del cos negre en funció de la longitud d'ona per diferents temperatures.

Quan la radiació es propaga en un medi diferent del buit (o l'aire) amb índex de refracció n s'ha de tenir en compte que en ell la velocitat de propagació és $c = c_0/n$ i la longitud d'ona és $\lambda_m = \lambda/n$. Llavors es té:

$$L_{\lambda_m,b}(\lambda_m, T)d\lambda_m = \frac{2 \cdot c^2 \cdot h}{\lambda_m^5} \cdot \left(\frac{1}{e^{hc/\lambda_m kT} - 1} \right) d\lambda_m = \quad (4.3.16)$$

$$= n^2 L_{\lambda,b}(\lambda, T)d\lambda$$

Per tant, quan la radiació del cos negre es propaga en un medi que no és el buit, la radiància espectral és la mateixa que es tindria en el buit multiplicada per n^2 [Siegel et. al. 1992].

El comportament radiatiu dels cossos reals depèn de molts factors com la composició, la textura de la superfície, la temperatura, la longitud d'ona, l'angle amb el que s'emet o absorbeix la radiació, etc. Aquest comportament es descriu sempre en relació al cos negre de manera que la radiància espectral a la superfície del material ve donada per:

$$L_\lambda(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T, \dots) L_{\lambda,b}(\lambda, T) \quad (4.3.17)$$

on el factor $\varepsilon(\lambda, T, \dots)$ és l'emissivitat del material que dóna compte de la dependència amb els factors citats.

4.3.5.- Emissivitat dels cossos reals.

A la Figura 4.3.5 s'ha representat la superfície emissora δS que pertany a la superfície de separació entre dos medis amb índexs de refracció n_1 i $n_2 < n_1$. La radiació emesa des del medi 1 cap al 2 a través de δS arriba des de cada un dels elements de volum en que es pot dividir el medi 1. La radiació total refractada a δS procedent de tots els elements de volum del cos és la que s'entén com emesa pel cos a través de δS .

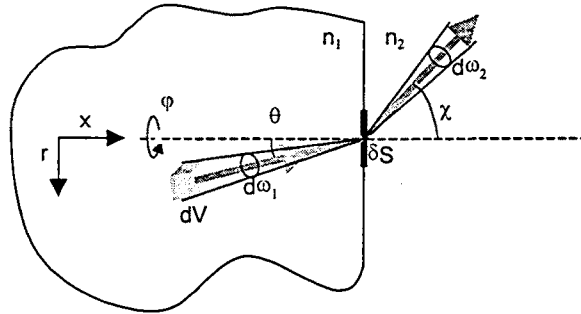


FIGURA 4.3.5.- Contribució de la radiació emesa per dV a la radiació total emesa a δS .

En virtut de la llei de Kirchoff (4.3.2) es pot demostrar que el flux espectral per unitat de volum i per unitat d'angle sòlid que emet un element de volum de material com l'assenyalat en el medi 1 de la Figura 4.3.5 és el mateix en totes direccions i respon a l'expressió [Necati 1985, Siegel 1992]:

$$\frac{d\Phi_\lambda}{dVd\omega} = \alpha(\lambda, T) \cdot n_1^2 \cdot L_{\lambda,b}(\lambda, T) \tag{4.3.18}$$

on T és la temperatura a la que es troba l'element de volum, $\alpha(\lambda, T)$ és el coeficient d'absorció del material, $L_{\lambda,b}(\lambda, T)$ és la radiància espectral del cos negre a la temperatura T i el factor n_1^2 s'hi posa, d'acord amb (4.3.16), degut a que la radiació es propaga en un medi amb índex de refracció $n_1 \neq 1$. Per tant, la intensitat emesa és, d'acord amb (4.3.4):

$$\frac{d\Phi_\lambda}{d\omega} = \alpha(\lambda, T) \cdot n_1^2 \cdot |I_{\lambda,b}(\lambda, T)|_n dx \tag{4.3.19}$$

on s'ha tingut en compte la igualtat $dV = dA dx$ i $|I_{\lambda,b}(\lambda, T)|_n$ és la intensitat emesa pel cos negre en la direcció normal. El camí que recorre la radiació des de dV fins a δS és $d = x/\cos\theta$, per tant, si la intensitat espectral que arriba a δS procedent de dV s'anomena $\delta I_\lambda(\theta)$, el seu valor és:

$$\delta I_{\lambda}(\theta) = \left[\frac{d\Phi_{\lambda}}{d\omega} \right]_{\delta S} = \alpha(\lambda, T) \cdot n_1^2 \cdot |I_{\lambda, b}(\lambda, T)|_n \cdot e^{-\alpha(\lambda, T)x / \cos\theta} \cdot dx \quad (4.3.20)$$

d'acord amb la llei d'absorció de Bourger-Lambert (4.3.7).

Com es veu a la Figura 4.3.5 la radiació tèrmica emesa per un cert element de volum, dV , arriba a δS continguda en l'angle sòlid $d\omega_1$ i formant un cert angle θ amb la normal. Un cop allí, una part de la radiació es reflecteix i l'altre es refracta cap al medi 2 dins d'un angle sòlid $d\omega_2$ i formant un angle de refracció χ . La intensitat espectral que arriba a δS és $\delta I_{\lambda}(\theta)$ i la fracció d'intensitat que es refracta o s'emeta s'anomena $\delta I_{\lambda}(\chi)$ [Gardon 1956]. Llavors, d'acord amb el principi de conservació de l'energia s'ha d'acomplir:

$$T^* \delta I_{\lambda}(\theta) d\omega_1 = \delta I_{\lambda}(\chi) d\omega_2 \quad (4.3.21)$$

on T^* és la transmitància a la superfície de separació entre els medis 1 i 2. Utilitzant coordenades esfèriques en torn a l'eix que forma la direcció normal a la superfície, les expressions dels angles sòlids $d\omega_1$ i $d\omega_2$ són, respectivament:

$$\begin{aligned} d\omega_1 &= \sin\theta \, d\theta \, d\varphi \\ d\omega_2 &= \sin\chi \, d\chi \, d\varphi \end{aligned} \quad (4.3.22)$$

El quocient d'aquestes dues expressions resulta, d'acord amb la llei de Snell:

$$\frac{d\omega_1}{d\omega_2} = \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2 \frac{\cos\chi}{\cos\theta} \quad (4.3.23)$$

i, per tant, la intensitat procedent de dV que s'emeta a través de δS queda:

$$\delta I_{\lambda}(\chi) = T^* \cdot \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2 \frac{\cos\chi}{\cos\theta} \cdot \delta I_{\lambda}(\theta) \quad (4.3.24)$$

La dependència angular de la intensitat emesa té, doncs, una certa complexitat. Tot i així, en apartats posteriors es comprovarà que si l'emissor és una làmina plana de vidre a temperatura constant, el seu comportament s'aproxima molt al d'un emissor lambertià.

4.3.6.- Emissivitat d'una làmina plana.

Un cos emissor real, especialment senzill, amb aplicació als experiments descrits en aquesta tesi i molt referenciat a la literatura és una làmina plana de gruix D a temperatura uniforme T .

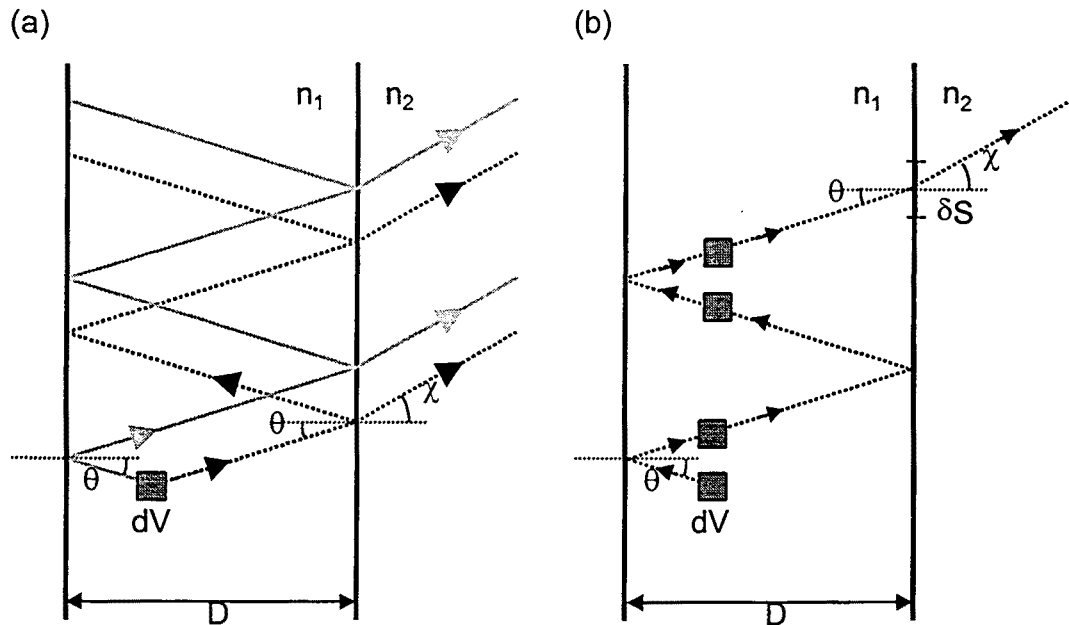


FIGURA 4.3.6.- (a) Emissió a la cara frontal d'una làmina de gruix D a temperatura uniforme T i (b) emissió de la mateixa làmina a través de δS .

L'expressió (4.3.20) correspondria en aquest cas a la radiació que viatja directament des de dV fins a la superfície frontal de la làmina formant un angle θ amb la normal i es refracta o s'emet formant un angle χ . Però, tal com mostra la Figura 4.3.6 (a), hi ha una part de $\delta I_\lambda(\theta)$ que es reflecteix a la cara frontal, s'atenua al llarg del recorregut $D/\cos\theta$ fins a la cara oposada on es torna a reflectir, recorre un camí igual de llarg en sentit contrari i arriba de nou a la cara frontal. El procés es repeteix, de manera que la intensitat que arriba a la cara frontal de la làmina com a conseqüència de l'emissió cap endavant de dV és la suma de la radiació directa més la múltiplesment reflectida. Al mateix temps, també arriba a la cara frontal part de la radiació emesa per dV cap enrera. Per tant, la intensitat total corresponent a la radiació que viatja des de dV fins a la cara frontal de la làmina s'obté sumant les dues contribucions [Gardon 1956, Siegel et. al. 1992]. El càlcul d'aquesta intensitat, $[\delta I_\lambda(\theta)]_{frontal}$, està desenvolupat a l'Apèndix 1.

D'acord amb el raonament anterior, si es considera la radiació emesa en la direcció χ per un δS de la superfície frontal de la làmina, per exemple

l'assenyalat a la Figura 4.3.6(b), està clar que aquesta radiació no procedirà d'un únic element de volum sinó de tots aquells per als quals la trajectòria de la radiació emesa i múltiples reflectida sigui l'adequada. Suposant que les dimensions transversals de la làmina són suficientment grans, la contribució de tots aquests elements de volum dóna una intensitat emesa a δS igual a $[\delta I_\lambda(\theta)]_{frontal}$. Integrant sobre el gruix de la làmina s'obté la intensitat total emesa per δS amb orientació χ .

$$I_\lambda(\chi) = \Gamma \cdot n_2^2 \cdot I_{\lambda,b}(\lambda, T) \cdot (1 - e^{-\alpha(\lambda, T)D/\cos\theta}) \quad (4.3.25)$$

on, d'acord amb la deducció feta a l'Apèndix 1, el factor Γ val:

$$\Gamma = \frac{\Gamma^*}{(1 - Re^{-\alpha D/\cos\theta})} \quad (4.3.26)$$

i $I_{\lambda,b}(\lambda, T) = |I_{\lambda,b}(\lambda, T)|_n \cos\chi$. Si la radiació és no polaritzada, llavors s'ha de fer la mitjana de $\Gamma_{||}$ i Γ_{\perp} obtingudes, respectivament, a partir de les transmitància i reflectància paral·leles i perpendiculars.

Integrant l'expressió (4.3.25) sobre tots els valors de la longitud d'ona s'obté la intensitat total emesa en la direcció χ , $I(\chi)$. Integrant l'expressió (4.3.25) sobre els 2π sr d'angle sòlid s'obté el flux espectral semiesfèric Φ_λ , emès a δS .

El quocient entre la intensitat espectral emesa per la làmina en la direcció χ i la que emet el cos negre és l'emissivitat espectral direccional:

$$\varepsilon(\lambda, T, \chi, \dots) = \Gamma \cdot (1 - e^{-\alpha(\lambda, T)D/\cos\theta}) \quad (4.3.27)$$

i depèn de la longitud d'ona, de la temperatura, de l'orientació de la radiació, del gruix de la làmina i dels índexs de refracció. El quocient entre el flux semiesfèric emès per la làmina i el del cos negre és l'emissivitat espectral semiesfèrica:

$$\varepsilon(\lambda, T) = 2 \int_0^{\pi/2} \Gamma \cdot (1 - e^{-\alpha(\lambda, T)D/\cos\theta}) \cos\chi \sin\chi \, d\chi \quad (4.3.28)$$

L'emissivitat direccional total ve donada pel quocient:

$$\varepsilon(\chi, T) = \frac{\int \varepsilon(\lambda, T, \chi) |I_{\lambda, b}(\lambda, T)|_n d\lambda}{\int |I_{\lambda, b}(\lambda, T)|_n d\lambda} \quad (4.3.29)$$

on $|I_{\lambda, b}(\lambda, T)|_n$ és la intensitat emesa pel cos negre en la direcció normal i , tal com s'indica, el resultat depèn de la temperatura.

L'emissivitat semiesfèrica total es calcula mitjançant el quocient :

$$\varepsilon(T) = \frac{\int \varepsilon(\lambda, T) |I_{\lambda, b}(\lambda, T)|_n d\lambda}{\int |I_{\lambda, b}(\lambda, T)|_n d\lambda} \quad (4.3.30)$$

on $\varepsilon(\lambda, T)$ és l'emissivitat espectral semiesfèrica (4.3.29). El valor d'aquest quocient depèn de la temperatura i del gruix D de la làmina de vidre [Gardon 1956].

4.4.- Propietats tèrmiques i òptiques del vidre.

En aquest apartat es descriuran les propietats que intervenen en el procés tèrmic que experimenta el vidre durant el poliment làser. Algunes d'elles estan directament relacionades amb els processos de transmissió de calor. Aquest és el cas de la conductivitat tèrmica, del coeficient de convecció i del coeficient d'absorció (de radiació). Com que la transmissió de calor per radiació ve donada per la propagació d'ones electromagnètiques s'han de tenir en compte algunes propietats òptiques que són l'índex de refracció i la reflectància. Per un altre cantó, la resposta tèrmica als intercanvis d'energia calorífica experimentats pel vidre depèn de les seves densitat i calor específica.

Els vidres amb els que s'han fet les simulacions amb els models teòrics descrits en aquest capítol i els experiments descrits al Capítol 6 són els vidres crown TRC-33 i B-270 utilitzats en òptica oftàlmica, i el Pyrex. Els valors d'algunes de les propietats que es descriuen a continuació es coneixen específicament per cada tipus de vidre. Per les altres els valors mesurats o trobats a la bibliografia es refereixen a vidre corrent, d'ampolla o de finestra i s'han pres com a bons per als vidres tractats. La contrastació entre les temperatures calculades amb el model teòric i les mesurades experimentalment mostra que aquests valors són suficientment ajustats.

4.4.1.- Conductivitat tèrmica, K .

La conductivitat tèrmica depèn de la composició del material i de la seva temperatura. En el cas dels vidres òptics, les seves conductivitats a temperatura ambient oscil·len entre 0.9 i 1.2 W/(m·K) pels silicats més utilitzats. La Figura 4.4.1 mostra la dependència general de la conductivitat del vidre fins a 500 K [Schott 1984]. Per aquestes temperatures, la transmissió de calor en els vidres es produeix quasi exclusivament per conducció, però a partir dels 300 °C la transferència de calor per radiació a l'interior del vidre comença a augmentar notablement i a $T = 1000$ °C esdevé tant o més important que la conducció [Gardon 1956, 1958, 1961]. Per aquest motiu la mesura de la conductivitat tèrmica a altes temperatures és delicada, ja que cal separar els efectes conductius dels radiatius. D'aquí ve la gran dispersió de resultats que es troba a la literatura. A la Figura 4.4.2 s'ha representat la variació de la conductivitat tèrmica del vidre amb la temperatura d'acord amb diferents fonts bibliogràfiques. Sembla demostrat que la conductivitat augmenta amb la temperatura fins a valors d'aquesta que oscil·len entre 900 i 1300°C i a partir d'aquí es mantindria constant.

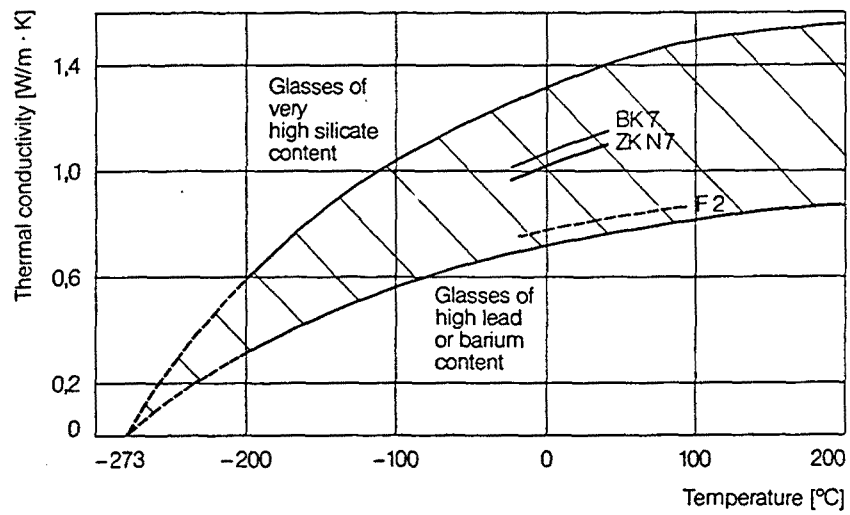


FIGURA 4.4.1.- Banda de variació de la conductivitat tèrmica del vidre des de 0 a 500 K.

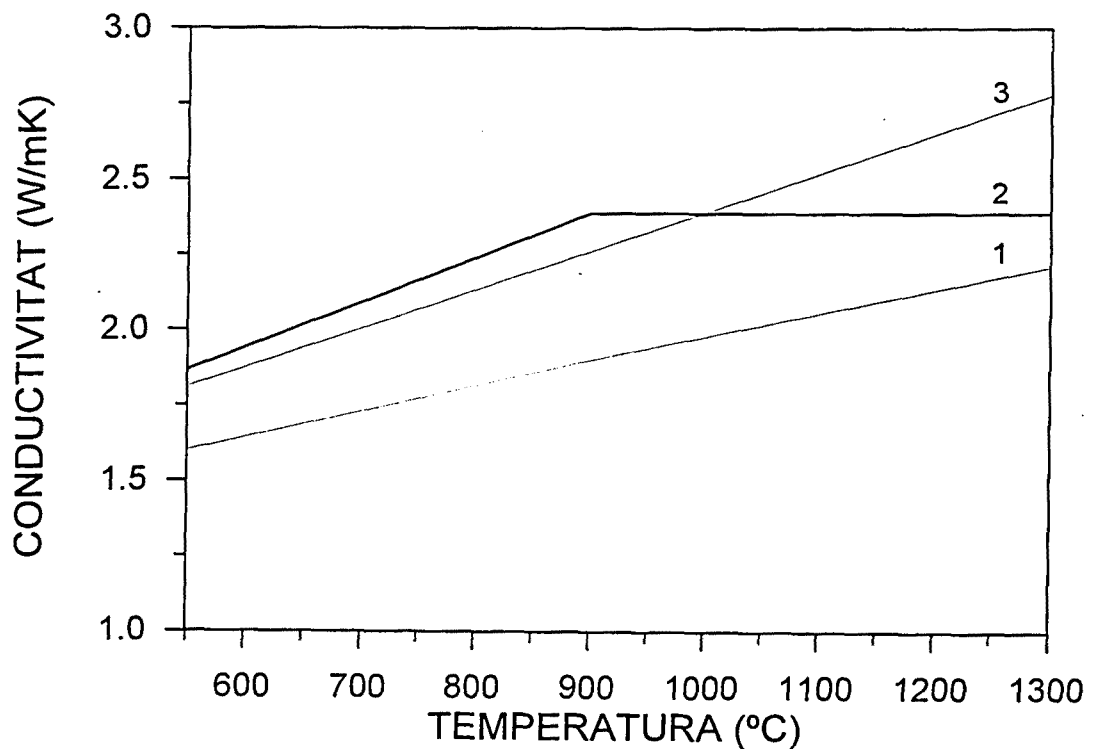


FIGURA 4.4.2.- Conductivitat tèrmica del vidre a temperatures altes segons diferents fonts bibliogràfiques: 1 [Sagot 1995]; 2 [Fernández 1985]; 3 [Banner 1990].

En el cas dels vidres utilitzats en els experiments de poliment, el valor de la conductivitat tèrmica a 20 °C és $K = 1.3 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$ [Corning 1996]. La seva

variació amb la temperatura s'ha pres com la de la corba 2 de la Figura 4.4.2, que ve donada per l'expressió:

$$\begin{aligned} K &= A + B \cdot T & \forall T \leq 900^\circ\text{C} \\ K &= K_0 = A + B \cdot 900 & \forall T > 900^\circ\text{C} \end{aligned} \quad (4.4.1)$$

on T és la temperatura expressada en graus centígrads. Els valors de A i de B són $A = 1,047 \text{ W}/(\text{m}\cdot^\circ\text{C})$ i $B = 0,001489 \text{ W}/(\text{m}\cdot^\circ\text{C}^2)$. Aquests valors són els que corresponen al vidre flotat, però es consideren igualment vàlids pel B-270, pel TRC-33 i pel Pyrex. Amb ells la comparació entre els resultats obtinguts en els experiments de poliment i els del model teòric proposat és satisfactòria (veure Capítol 6).

4.4.2.- Coeficient de Convecció, h_c .

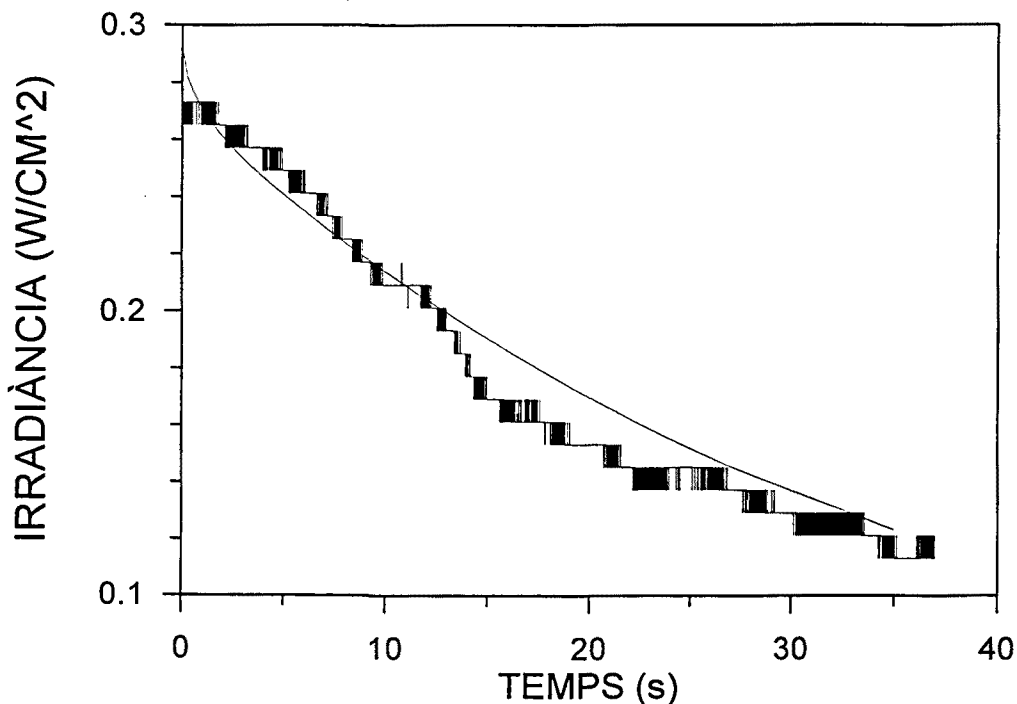


FIGURA 4.4.3.- Comparació teoria - experiment en el refredament superficial d'una mostra de vidre amb temperatura inicial $T_0 = 550^\circ\text{C}$. La corba teòrica (línia fina) s'ha calculat amb $h_c = 70 \text{ W}/\text{m}^2\text{K}$ per la cara superior i $h_c = 30 \text{ W}/\text{m}^2\text{K}$ per la cara inferior.

En els experiments de poliment que es descriuen en el Capítol 6 la temperatura superficial de les mostres de vidre oscil·la entre 550 i 1200°C i l'aire està a temperatura ambient ($\sim 20^\circ\text{C}$). Les mostres són circulars de 80 mm de diàmetre amb les cares no planes sinó esfèriques amb diversos radis de

curvatura. D'acord amb (4.2.3) si les cares fossin planes, els valors corresponents de h_c estarien compresos entre 12.22 i 14.93 W/m²K a la cara superior i 5.46 i 6.67 W/m²K a la cara inferior. Aquests valors són de l'ordre dels que es troben a la literatura per al cas de làmines planes de vidre calent en contacte amb aire [Gardon 1958]. Com que les cares són esfèriques cal esperar valors varies vegades més grans per h_c [Necati 1985]. Amb el sensor piroelèctric que es descriu al Capítol 5 s'ha mesurat el refredament superficial que experimenta una mostra de vidre en aire quan la temperatura inicial de la mostra és de 550 °C i la de l'aire és l'ambient. El càlcul teòric corresponent a aquest refredament dona resultats ajustats als experimentals per valors de h_c de l'ordre de 70 W/m²K a la cara superior i 30 W/m²K a la cara inferior (veure Figura 4.4.3) i aquest és el valor que es considerarà en el model teòric.

4.4.3.- Coeficient d'absorció, $\alpha(\lambda, T)$.

La variació del coeficient d'absorció del vidre en funció de la longitud d'ona pot deduir-se a partir de la mesura de la transmitància espectral d'una mostra de vidre de gruix conegut. Aquesta mesura ha estat feta amb un espectrofotòmetre VIS-IR en mostres de vidre oftàlmic crown B-270 de diferents gruixos. Els valors dels coeficient d'absorció obtinguts a partir d'aquestes mesures són els que es representen a la gràfica de la Figura 4.4.4 i estan acceptablement d'acord amb els de la quarta columna de la TAULA 4.1 [Heping et. al. 1991, Hsieh et. al. 1979]. Les mesures van ser fetes amb mostres a temperatura ambient i la variació del coeficient d'absorció amb la temperatura s'ha buscat a la bibliografia. La Figura 4.4.5 mostra els resultats publicats per Gardon [Gardon 1956, 1958, 1961] en el cas de vidre de finestra. La dependència amb la temperatura no és especialment significativa i s'observa, sobretot, per longituds d'ona inferiors a 3 μm i, en menor grau, entre 3 i 4 μm . La Figura 4.4.6 mostra la transmitància de 3 mm de vidre flotat per temperatures que van de 20 a 600 °C [Banner 1990] i també confirma que la dependència amb la temperatura és relativament poc important. Les longituds d'ona considerades a les Figures 4.4.4, 5 i 6 van de 0.5 a 5 μm valor pel qual el coeficient d'absorció es fa molt gran i la transmitància tendeix a zero. Les fonts bibliogràfiques consultades confirmen que aquesta tendència es manté a partir de 5 μm fins a longituds d'ona de 25 a 40 μm [Banner 1990, Heping et. al. 1991, Hsieh et. al. 1979]. L'ordre de magnitud del coeficient d'absorció per aquestes longituds d'ona està comprès entre 10^4 i 10^5 m^{-1} . En el model de càlcul de temperatura que es proposa a l'apartat 4.6 els valors del coeficient d'absorció considerats han estat els de la Figura 4.4.4 per longituds d'ona de 0.5 a 5 μm i $\alpha = 10^5 \text{ m}^{-1}$ per totes les longituds d'ona superiors i en particular per $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ que és la corresponent a l'emissió làser. La dependència amb la temperatura no s'ha tingut en compte.

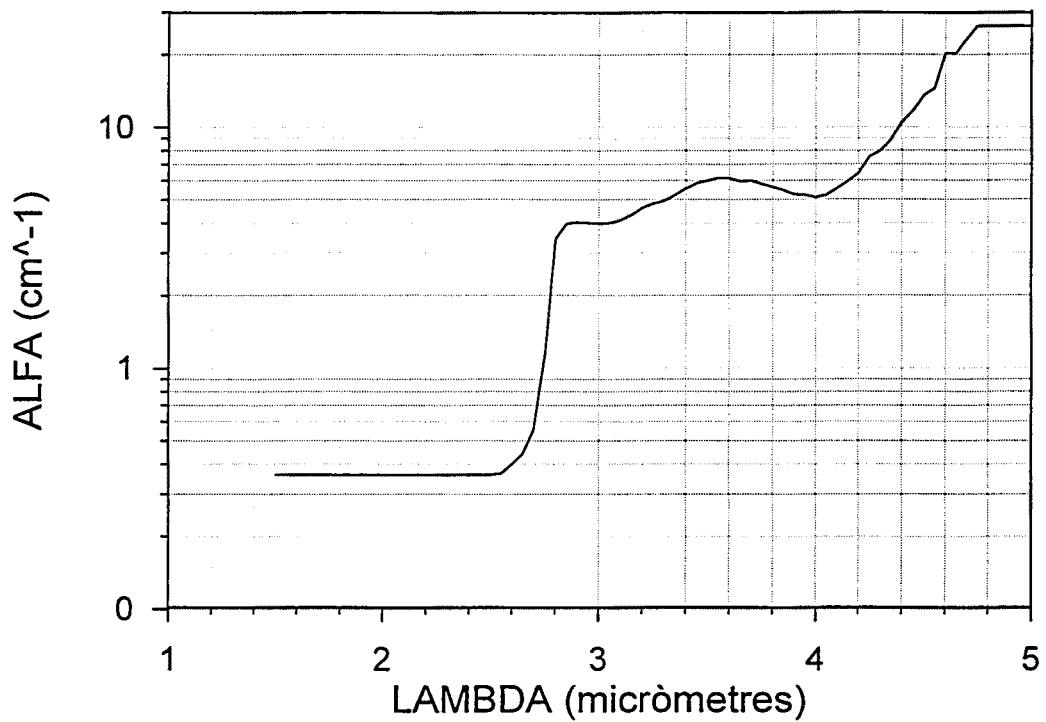


FIGURA 4.4.4.- Coeficient d'absorció del vidre B-270 en funció de la longitud d'ona mesurat a temperatura ambient.

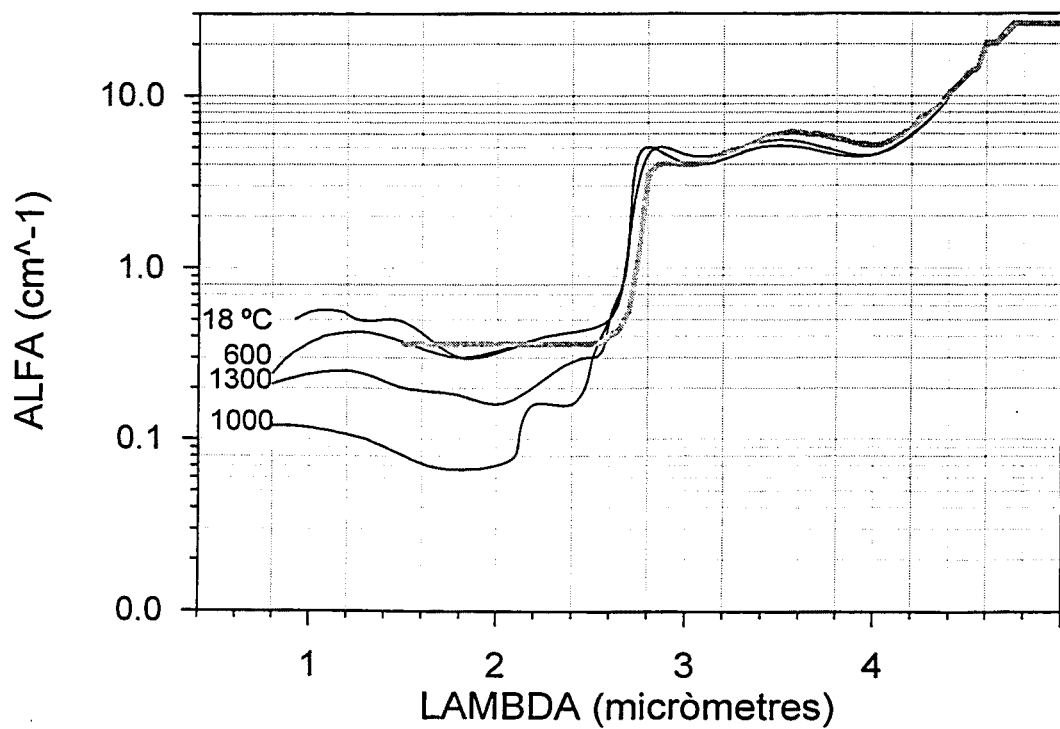


FIGURA 4.4.5.- Dependència amb la temperatura del coeficient d'absorció del vidre de finestra en funció de la longitud d'ona i per diferents valors de la temperatura. La corba representada amb traç més gruixut és la de la Figura 4.4.4.

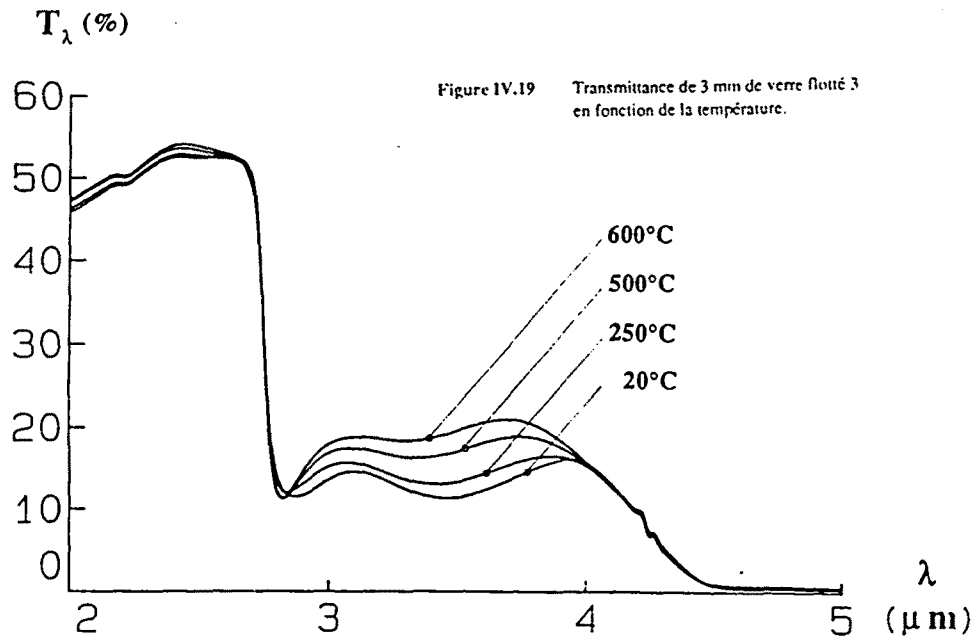


FIGURA 4.4.6.- Transmittància espectral d'una làmina de vidre flotat de 3 mm de gruix a diferents temperatures.

4.4.4.- Índex de refracció, n .

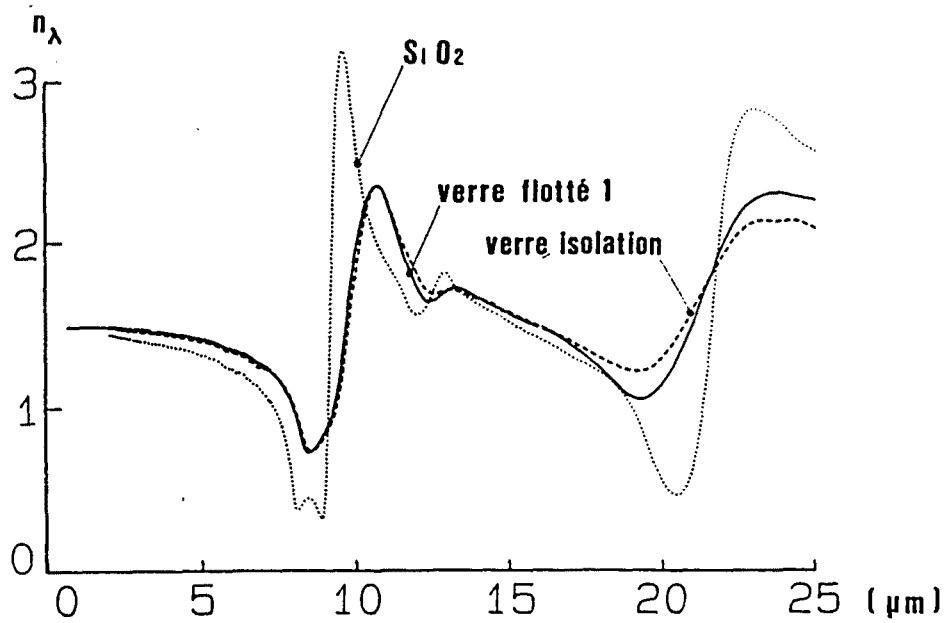


FIGURA 4.4.7.- Variació de l'índex de refracció amb la longitud d'ona a l'infraroig.

L'índex de refracció depèn, en principi, de la longitud d'ona de la radiació i de la temperatura del medi. La Figura 4.4.7 mostra la dependència de l'índex de refracció amb la longitud d'ona pel vidre flotat en comparació amb altres tipus de vidre. Una bona aproximació a aquest resultat és la que s'exposa a la TAULA 4.1 utilitzada en diferents referències bibliogràfiques [Heping et. al. 1991, Hsieh et. al. 1979]. En els càlculs de temperatura s'ha simplificat encara més i només s'han pres dos valors diferents per l'índex de refracció: $n = 1.5$ per longituds d'ona des de 0.4 fins a 8 μm i $n = 2$ a partir d'aquest valor. La possible dependència amb la temperatura no es considera.

TAULA 4.1

λ (μm)	n	R_n	α (m^{-1})
0.4 - 2.4	1.5	0.04	50
2.4 - 3.0			500
3.0 - 4.0			300
4.0 - 5.0			2500
5.0 - 8.0	1.2	0.012	10000
8.0 - 11.0	2.6	0.220	
11.0 - 18.0	1.9	0.100	
18.0 - 25.0	2.0	0.110	
25.0 - 40.0	2.2	0.14	

4.4.5.- Reflectància, R .

La reflectància, d'acord amb les expressions (4.3.9) i (4.3.10), depèn de l'angle d'incidència de la radiació i , a través de l'índex de refracció, també de la longitud d'ona. La mesura experimental de la reflectància en el cas d'incidència normal dona resultats com els que es representen a la Figura 4.4.8 on es veu, a més, que la dependència amb la temperatura és poc important [Banner 1990]. A la tercera columna de la TAULA I hi ha un llistat de valors de la reflectància [Heping et. al. 1991, Hsieh et. al. 1979] en funció de la longitud d'ona que s'ajusten prou bé als de la Figura 4.4.8. En els càlculs de temperatura encara s'ha fet una simplificació més gran: $R = 0.04$ fins a 8 μm i $R = 0.12$ a partir d'aquest valor. Tot i així, pel que fa a la reflectància que presenta el vidre a la radiació del làser de CO_2 ($\lambda = 10.6 \mu\text{m}$) es pren, d'acord amb la TAULA I, $R = 0.22$.

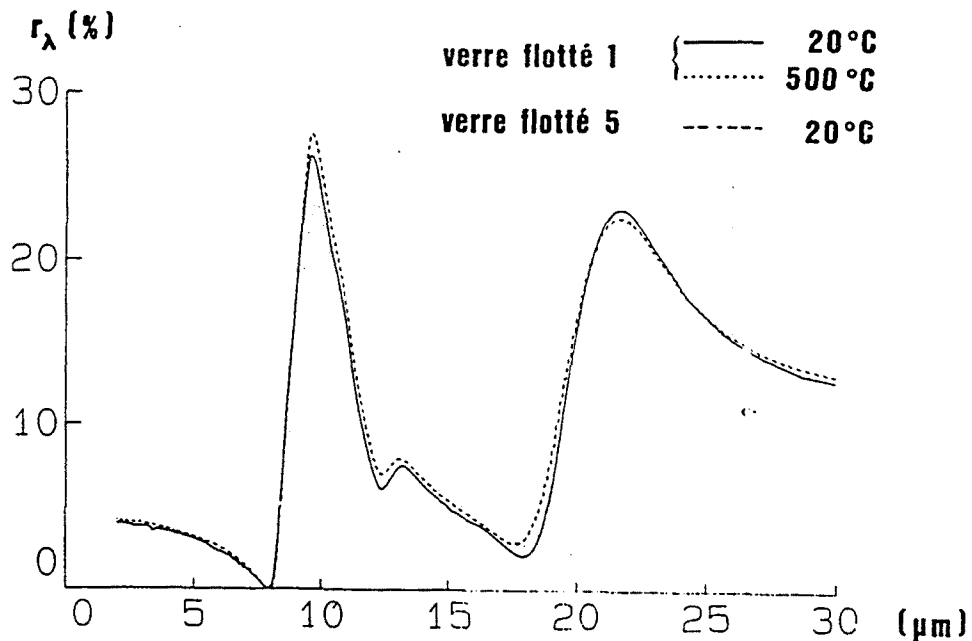


FIGURA 4.4.8.- Variació de la reflectància normal amb la longitud d'ona mesurada per diferents tipus de vidre flotat a diferents temperatures.

En realitat, com que el vidre és un material semitransparent, faria falta considerar la part complexa de l'índex de refracció en l'expressió de la reflectància. Aquesta part complexa, o coeficient d'extinció, està relacionada amb el coeficient d'absorció mitjançant la fórmula (4.3.13). Aplicant-la per valors de la longitud d'ona al voltant de $40 \mu\text{m}$, pels quals el coeficient d'absorció és $\alpha \approx 10^5 \text{ m}^{-1}$, s'obté $\kappa \approx 0.32$. Com que per longituds d'ona inferiors el valor del coeficient d'absorció també són inferiors, aquest és el valor màxim del coeficient d'extinció i és suficientment petit en comparació amb l'índex de refracció com per no considerar-lo en l'expressió de la reflectància.

4.4.6.- Densitat, ρ .

La densitat és una propietat que depèn de la temperatura, però pel vidre entre 550°C i 1100°C , que és l'interval en el que varien les temperatures del vidre durant el poliment làser, es pot considerar constant [Fernández 1985].

En els càlculs de temperatura el valor de la densitat s'ha considerat independent de la temperatura per tots els vidres estudiats. Els valors s'han tret dels catàlegs d'especificacions tècniques i són 2.56 , 2.50 i 2.23 g/cm^3 pel TRC-33, el B-270 i el Pyrex, respectivament.

4.4.7.- Calor específica, c .

La calor específica varia pels diferents vidres de 0.8 a 1.6 J/g·K i creix amb la temperatura sense variació brusca fins que, a partir de la temperatura de transformació (veure apartat 4.1) es manté constant. La Figura 4.4.9 mostra aquesta tendència per diferents tipus de vidre.

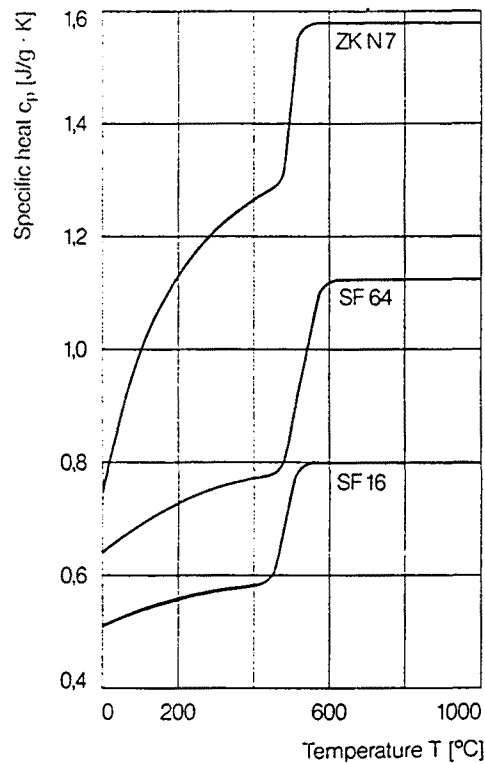


FIGURA 4.4.9.- Variació de la calor específica del vidre amb la temperatura per alguns tipus de vidre.

En els càlculs de temperatura s'ha pres el valor de la calor específica com a constant i igual a 1, 1.55 i 0.75 J/g·K pel B-270, el TRC-33 i el Pyrex, respectivament.

4.4.8.- Difusivitat tèrmica, k .

La difusivitat tèrmica és una propietat que es defineix a partir de la conductivitat, la densitat i la calor específica d'acord amb l'expressió següent:

$$k = \frac{K}{\rho \cdot c}$$

Aquest paràmetre és interessant perquè, d'acord amb l'equació de conducció de la calor, està relacionat amb la distància, x , recorreguda pel front tèrmic en funció del temps. Aquesta distància resulta $x = (4kt)^{1/2}$.

4.4.9.- Taula resum de les propietats tèrmiques i òptiques del vidre.

Com el títol indica, a la TAULA 4.2 es resumeixen els valors numèrics de les propietats del vidre que intervenen en les equacions del model teòric descrit als apartats 4.6 i 4.7.

TAULA 4.2

Conductivitat tèrmica: K (W/m·K) $K = A + B \cdot T \quad \forall T \leq 900 \text{ } ^\circ\text{C}$ $K = K_0 \quad \forall T > 900 \text{ } ^\circ\text{C}$	B-270 Pyrex TRC-33	$A = 1,047$ $B = 0,001489$ $K_0 = 2,387$
Coeficient de convecció: H_c (W/m ² ·K)	Cara superior	$h_c = 70 \text{ W/m}^2\text{K}$
	Cara inferior	$h_c = 30 \text{ W/m}^2\text{K}$
Coeficient d'absorció: α (m ⁻¹)	$\lambda < 5 \text{ } \mu\text{m}$	Figura 4.4.4
	$\lambda \geq 5 \text{ } \mu\text{m}$	$\alpha = 10^5 \text{ m}^{-1}$
Índex de refracció: n	$\lambda < 8 \text{ } \mu\text{m}$	$n = 1,5$
	$\lambda \geq 8 \text{ } \mu\text{m}$	$n = 2$
Reflectància: R	$\lambda < 8 \text{ } \mu\text{m}$	$R = 0,04$
	$\lambda \geq 8 \text{ } \mu\text{m}$	$R = 0,12$
	$\lambda = 10,6 \text{ } \mu\text{m}$	$R = 0,22$
Densitat: ρ (Kg/m ³)	B-270	$\rho = 2500 \text{ Kg/m}^3$
	TRC-33	$\rho = 2560 \text{ Kg/m}^3$
	Pyrex	$\rho = 2230 \text{ Kg/m}^3$
Calor específica: c (J/Kg·K)	B-270	$c = 1000 \text{ J/Kg}\cdot\text{K}$
	TRC-33	$c = 1550 \text{ J/Kg}\cdot\text{K}$
	Pyrex	$c = 750 \text{ J/Kg}\cdot\text{K}$

4.5.- Comportament del vidre com a emissor i absorbent de radiació.

4.5.1.- Emissivitat d'una làmina plana de vidre a temperatura constant.

El model teòric 1D que es descriu a l'apartat 4.6 té en compte els intercanvis de calor per radiació que es produeixen en una mostra de vidre irradiada amb làser. Ja que les mostres són considerades planes en el model, es dedica aquest apartat a estudiar l'emissivitat d'una làmina plana de vidre a temperatura constant, T . L'emissivitat s'estudia per làmines de vidre amb gruixos $D = 0.5$ cm i $D = 0.002$ cm, amb temperatures $T = 550$ °C i $T = 1100$ °C, i amb índex de refracció $n = 1.5$ i $n = 2$. Es consideren aquests valors perquè són els que es fan servir en els experiments de poliment i en les corresponents simulacions teòriques.

L'emissivitat espectral direccional d'una làmina plana de gruix D ve donada per l'expressió (4.3.27). Aquesta emissivitat depèn de la longitud d'ona i és independent de la temperatura ja que tant l'índex de refracció com el coeficient d'absorció del vidre s'han considerat així. A la Figura 4.5.1 es representa l'emissivitat espectral direccional calculada numèricament en funció de l'angle d'emissió χ per dos valors de l'índex de refracció, $n = 1.5$ i $n = 2$, i per diferents valors del producte adimensional $[\alpha(\lambda, T) \cdot D]$. Aquest producte s'anomena gruix adimensional de la làmina. En ambdós casos la corba amb valors d'emissivitat més grans correspon a un gruix adimensional infinit pel qual l'emissivitat decreix bruscament a partir d'angles al voltant de 50° . Les altres corbes fan referència a làmines de vidre successivament més primes, per les que l'emissivitat és relativament més gran en les direccions obliqües. Contràriament al que passa per les làmines més gruixudes o per la majoria de materials opacs no metàl·lics les emissivitats semiesfèriques de les làmines primes són semblants o superiors a les corresponents emissivitats en la direcció normal.

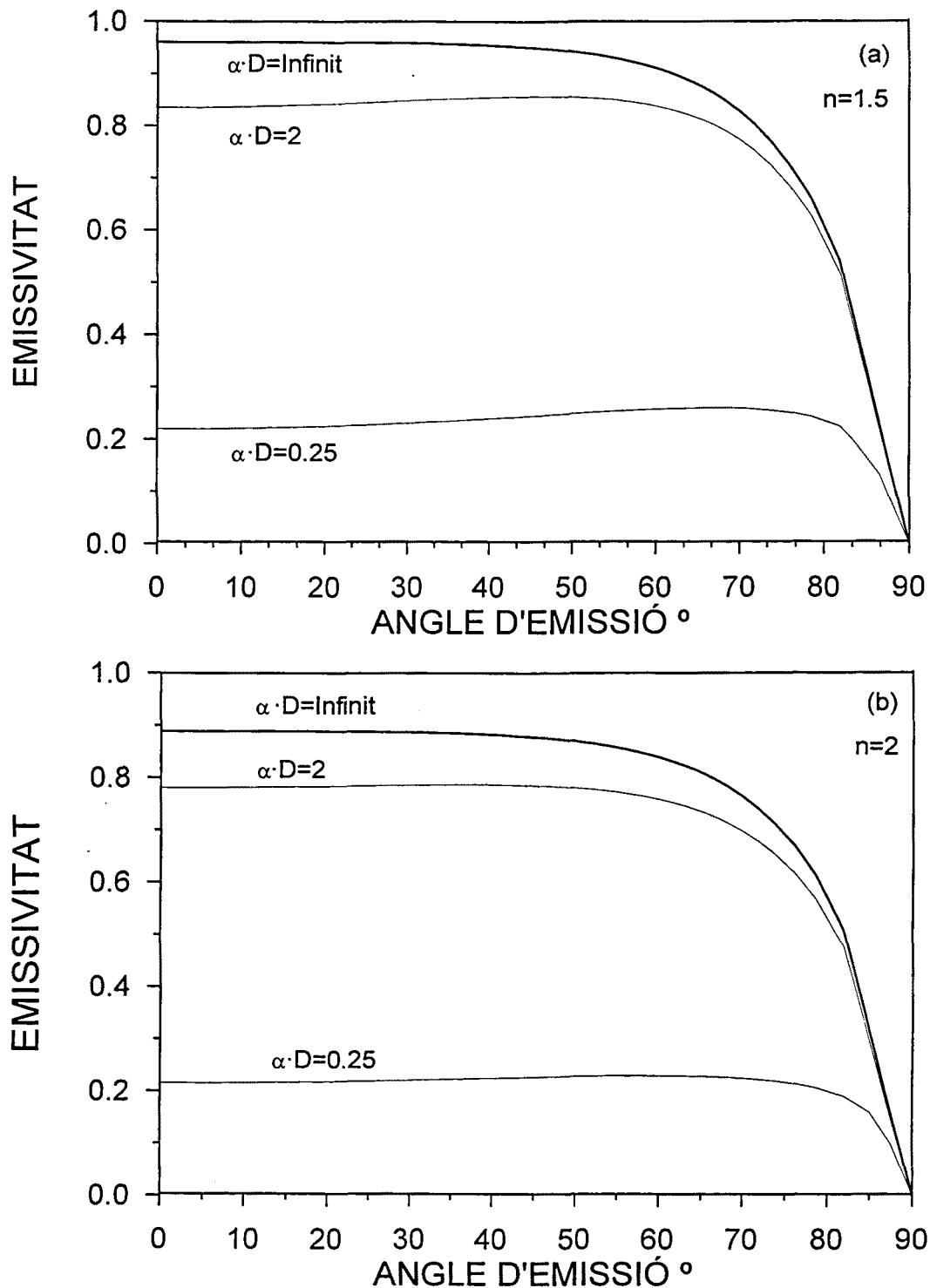


FIGURA 4.5.1 - Emissivitat espectral direccional en funció de l'angle d'emissió per diferents valors del producte adimensional ($\alpha \cdot D$) calculat pel vidre amb índex de refracció $n = 1.5$ (a) i $n = 2$ (b).

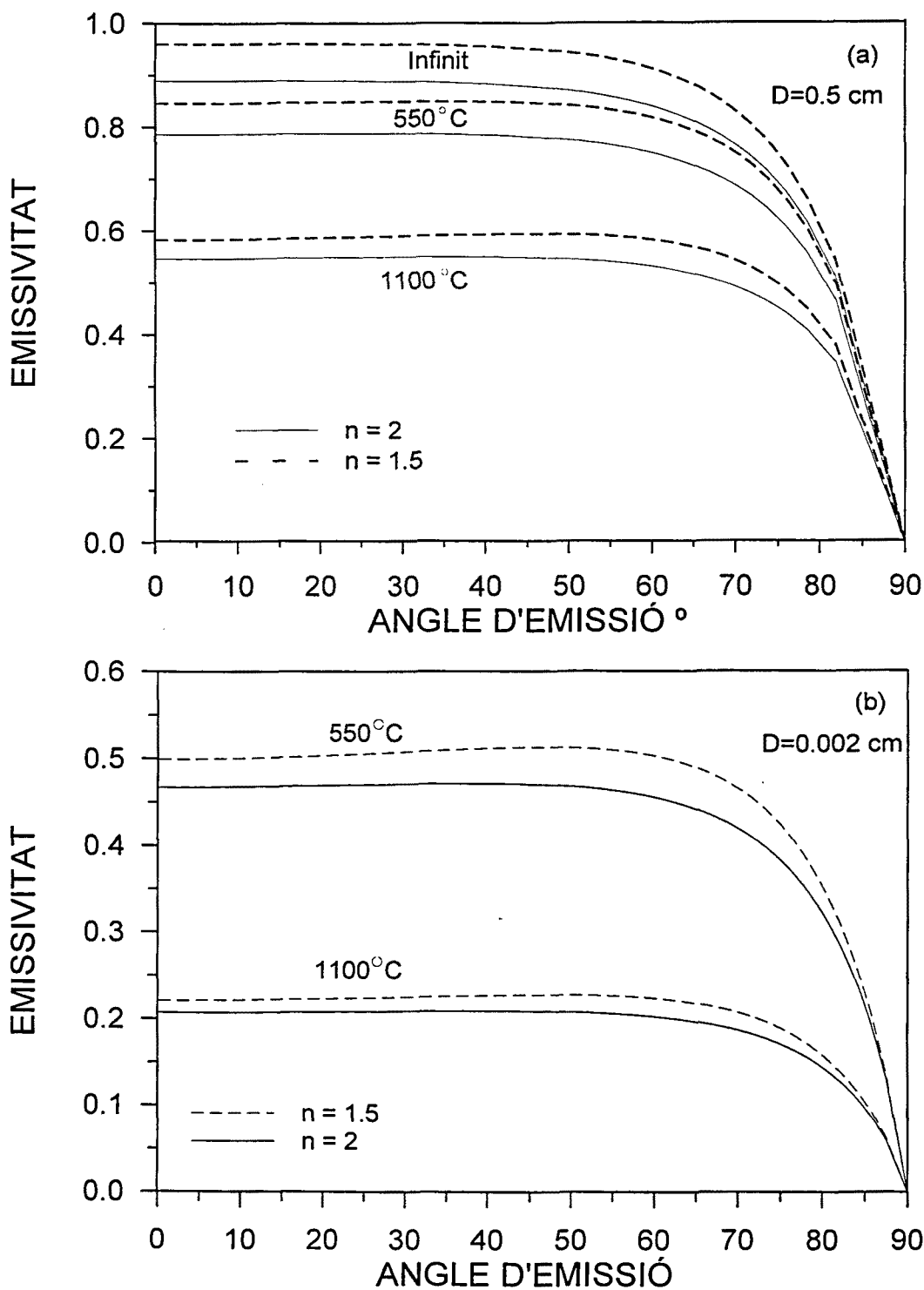


FIGURA 4.5.2.- Emissivitat direccional total d'una làmina de vidre a 550°C i a 1100°C per valors de l'índex de refracció $n = 1.5$ i $n = 2$. Les figures corresponen a dos gruixos diferents. En (a) el gruix és $D = 0.5$ cm i els resultats es comparen amb els del gruix adimensional infinit. En (b) el gruix és $D = 0.002$ cm.

L'emissivitat direccional total, $\varepsilon(\chi, T)$, ve donada per (4.3.29). El càlcul de $\varepsilon(\chi, T)$ es fa numèricament utilitzant les dades del vidre exposades als apartats anteriors. Els resultats obtinguts per una làmina de vidre amb índexs de refracció $n = 1.5$ i $n = 2$ es representen a la Figura 4.5.2 per dos valors de la temperatura, $T = 550$

$^{\circ}\text{C}$ i $T = 1100^{\circ}\text{C}$. A la Figura 4.5.2(a) la làmina considerada té un gruix $D = 0.5\text{ cm}$ i es compara amb la corba corresponent a un gruix adimensional infinit. A la Figura 4.5.2(b) el gruix de la làmina és $D = 0.002\text{ cm}$.

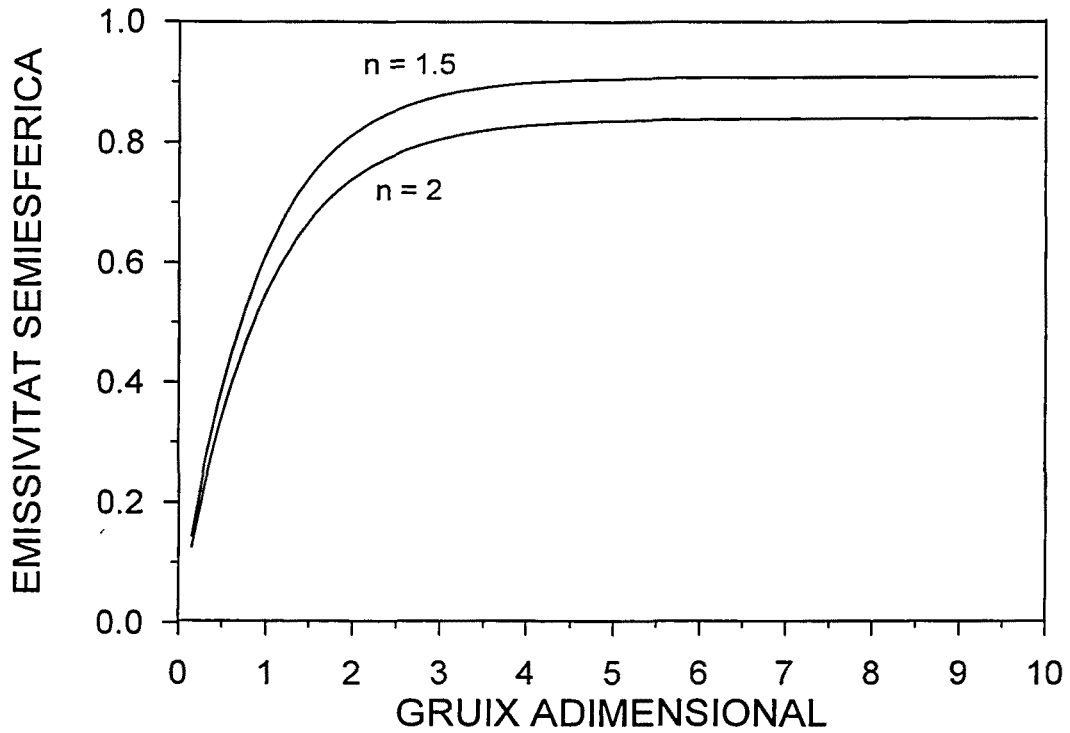
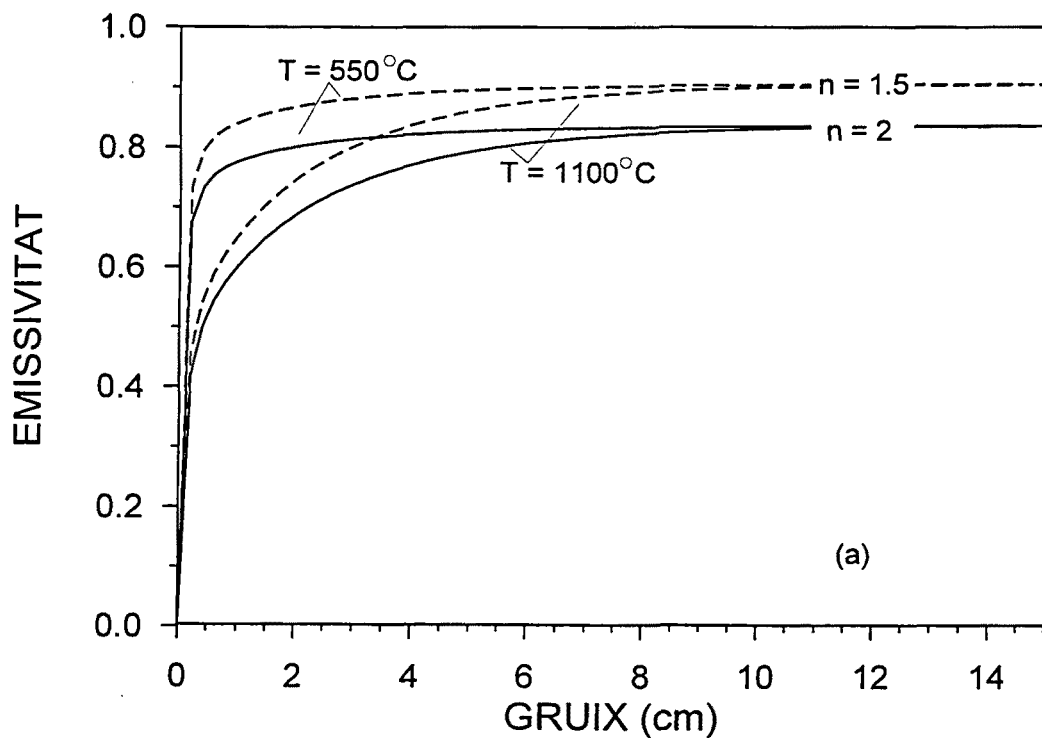


FIGURA 4.5.3.- Emissivitat espectral semiesfèrica del vidre en funció del gruix adimensional per índex de refracció 1.5 i 2.



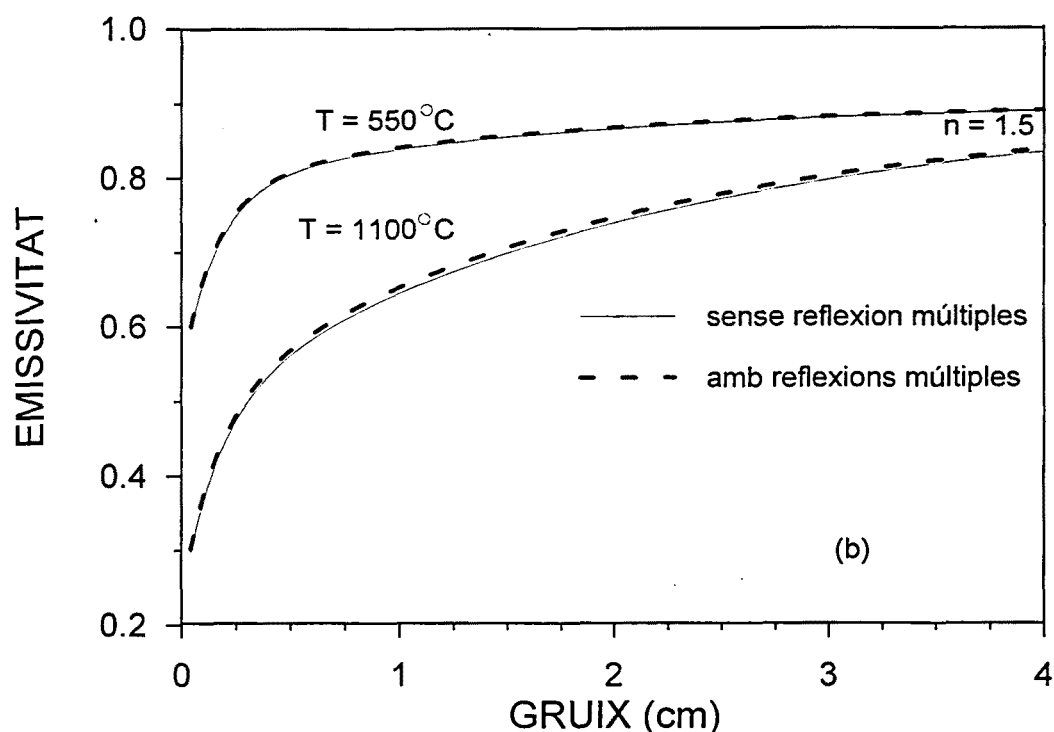


FIGURA 4.5.4.- Emissivitat total semiesfèrica d'una làmina de vidre en funció del gruix calculada amb (4.3.30) per diferents valors de l'índex de refracció i de la temperatura (a). En el cas de $n = 1.5$ es comparen els valors calculats tenint i sense tenir en compte les reflexions múltiples a les cares de la làmina (b).

L'emissivitat espectral semiesfèrica ve donada per l'expressió (4.3.28) que té en compte les reflexions múltiples que experimenta la radiació a les dues cares de la làmina. A la Figura 4.5.3 s'ha representat aquesta emissivitat en funció del gruix adimensional per vidres amb índexs de refracció $n = 1.5$ i per $n = 2$. Si en aquest càlcul es substitueix el factor Γ , que té en compte les reflexions múltiples a les dues cares de la làmina, pel factor T^* , que és la transmitància, els resultats no difereixen molt.

L'emissivitat total semiesfèrica, $\varepsilon(T)$, es calcula a partir del quocient (4.3.30). A la Figura 4.5.4 (a) s'hi ha representat el valor de $\varepsilon(T)$ en funció del gruix D de la làmina per dos valors de la temperatura, $T = 550$ °C i $T = 1100$ °C, i per dos valors de l'índex de refracció, $n = 1.5$ i $n = 2$. A la Figura 4.5.4 (b) s'ha comprovat en el cas de $n = 1.5$ que la influència de les reflexions múltiples és molt poc important, sigui quin sigui el gruix de la làmina. A la Figura 4.5.5 el que es representa és la variació de l'emissivitat total semiesfèrica en funció de la temperatura per diferents gruixos D de la làmina.

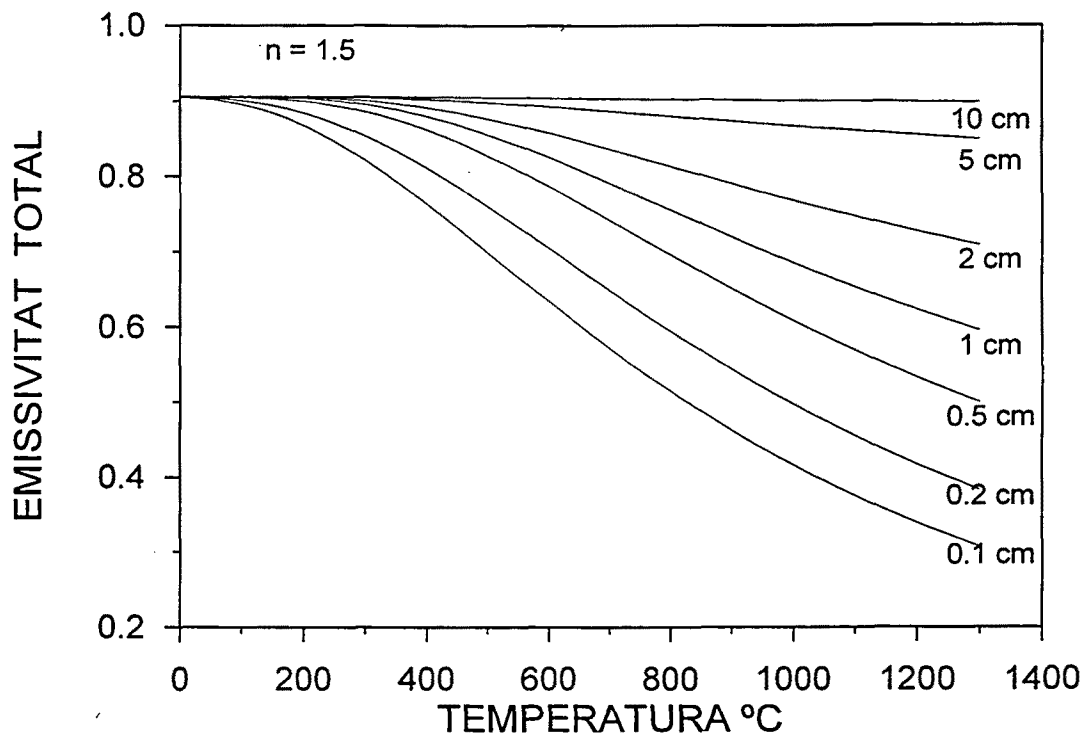


FIGURA 4.5.5.- Emissivitat total semiesfèrica d'una làmina de vidre amb índex de refracció $n = 1.5$ en funció de la temperatura, per diferents valors del gruix de la làmina.

A partir de les Figures 4.5.2 i 4.5.4 pot veure's com l'emissivitat direccional total a 0° (emissió normal) per gruixos $D = 0.5$ cm i 0.002 cm i temperatures $T = 550$ °C i 1100 °C coincideix pràcticament amb l'emissivitat total semiesfèrica per aquests gruixos i temperatures. Per tant, d'acord amb les definicions d'emissivitat total direccional (4.3.29) i emissivitat total semiesfèrica (4.3.30), el càlcul del flux semiesfèric emès per una làmina de vidre en aquestes condicions dóna:

$$\Phi = I_n \cdot \pi \quad (4.5.1)$$

Coincideix, doncs, amb el que s'obtidria si la làmina emetés lambertianament. Aquest resultat, com es veurà, simplifica molt els càlculs de transmissió de calor per radiació en el model teòric.

4.5.2.- Radiació emesa per una làmina plana de vidre amb un gradient tèrmic en profunditat.

Durant el poliment làser es genera un gradient tèrmic en profunditat (direcció z) en les mostres tractades. Aquest fet permet considerar la mostra com una successió de m capes de vidre a temperatures progressivament més petites, T_0, T_1, \dots, T_{m-1} , tal com mostra la Figura 4.5.6 (a). La capa i es troba a una temperatura T_i i està limitada per la superfície i (cara superior) i la superfície $(i + 1)$ (cara inferior).

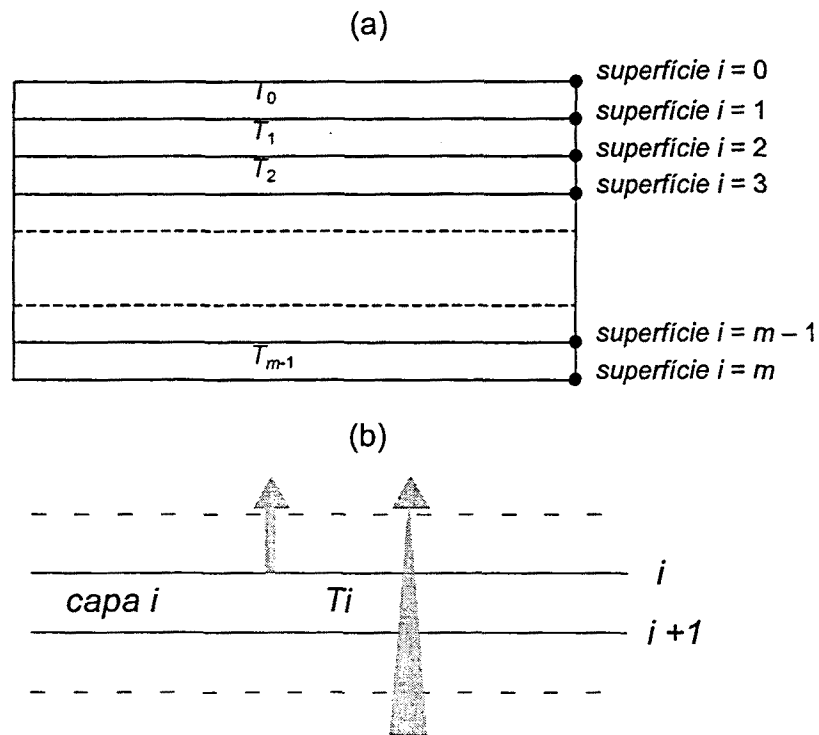


FIGURA 4.5.6.- Model en capes corresponent a una mostra de vidre irradiada amb làser (a). Radiació emesa cap amunt a la superfície i (b).

Com que el vidre és un material semitransparent totes les capes contribueixen a la radiació emesa a la cara superior de la mostra o superfície $i = 0$. Cada capa radia d'acord amb el que s'ha vist a l'apartat anterior per una làmina a temperatura uniforme. Pels gruixos de les capes considerats a les simulacions teòriques ($\sim 0,002$ cm) i per les temperatures corresponents als experiments de poliment, a la superfície de cada capa la radiació semiesfèrica equival a la que emetria una superfície lambertiana, ja que, d'acord amb (4.5.1), resulta $(I_n \pi)$, on I_n és la intensitat emesa en la direcció normal. La contribució de totes les capes a la radiació emesa en la direcció normal és relativament fàcil de calcular, tal com es mostra a continuació.

D'acord amb (4.3.25) una capa qualsevol, la i , emet una intensitat espectral en la direcció normal i cap amunt

$$|I_{\lambda}^{capa}|_n = \Gamma \cdot n_2^2 \cdot |I_{\lambda,b}(\lambda, T_i)|_n \cdot (1 - e^{-\alpha(\lambda)\Delta z}) \quad (4.5.1)$$

on n_2 és l'índex de refracció de la capa $(i-1)$, Δz és el gruix de la capa i el coeficient d'absorció només depèn de la longitud d'ona. A més, com que l'índex de refracció no depèn de la temperatura, el canvi de capa no implica canvi de medi, per tant, l'índex de refracció és el del vidre $n_2 = n_{vidre}$ per tot i i el valor de Γ és $\Gamma = 1$.

Però la radiació emesa cap amunt a la superfície i no prové només de la capa i sinó de totes les capes que hi ha a sota, tal com il·lustra la Figura 4.5.6 (b). Si $|I_{\lambda}^{i+1}|_n$ és la intensitat espectral que arriba en la direcció normal a la superfície ($i + 1$) (cara inferior de la capa i) procedent d'aquestes capes en la direcció normal, llavors a la superfície i es té:

$$|I_{\lambda}^i|_n = |I_{\lambda}^{i+1}|_n \cdot e^{-\alpha(\lambda)\Delta z} + n_{\text{vidre}}^2 \cdot |I_{\lambda,b}(\lambda, T_i)|_n \cdot (1 - e^{-\alpha(\lambda)\Delta z}) \quad (4.5.2)$$

on el primer sumand té en compte la radiació procedent de les capes inferiors i el segon sumand és la intensitat (4.5.1) emesa per la pròpia capa. El càlcul de $|I_{\lambda}^i|_n$ es fa iterativament partint de la capa base $i = m$. A la superfície m només es té la intensitat que prové de la capa m . A la superfície ($m - 1$) es té la part d'aquesta intensitat transmesa a través de la capa ($m - 1$) més la intensitat emesa per aquesta capa. I així successivament fins a arribar a la superfície i .

La superfície $i = 0$ és un cas particular ja que és l'única on hi ha canvi de medi. La radiació que hi arriba des de sota és:

$$|I_{\lambda}^1|_n \cdot e^{-\alpha(\lambda)\Delta z} + n_{\text{vidre}}^2 \cdot |I_{\lambda,b}(\lambda, T_0)|_n \cdot (1 - e^{-\alpha(\lambda)\Delta z}) \quad (4.5.3)$$

i degut al canvi de medi es converteix, d'acord amb (4.3.24) i el que s'exposa a l'Apèndix 1, en:

$$|I_{\lambda}^0|_n = \Gamma \cdot \left(\frac{n_{\text{aire}}}{n_{\text{vidre}}} \right)^2 \cdot \left\{ |I_{\lambda}^1|_n \cdot e^{-\alpha(\lambda)\Delta z} + n_{\text{vidre}}^2 \cdot |I_{\lambda,b}(\lambda, T_0)|_n \cdot (1 - e^{-\alpha(\lambda)\Delta z}) \right\} \quad (4.5.4)$$

Si, d'acord amb els resultats presentats a l'apartat anterior, no es tenen en compte les reflexions múltiples, llavors el factor Γ es converteix en $T^* = (1 - R)$. D'acord amb les aproximacions explicades a l'apartat 4.4.5, en la direcció normal aquest factor varia entre $T^* = 0.96$ per longituds d'ona inferiors a $8 \mu\text{m}$ i $T^* = 0.888$ per la resta de longituds d'ona. Donades les temperatures del vidre en els experiments de poliment, la radiació que més contribueix és la de longitud d'ona més curta, per això en els càlculs es considera $T^* = 1$ amb el que es comet un error de càlcul que és inferior, com es veurà en el capítol 6, als possibles errors experimentals.

4.5.3.- Intercanvi de calor per radiació en una mostra de vidre amb un gradient tèrmic en profunditat.

En el model de capes corresponent a les mostres de vidre irradiades amb làser hi ha intercanvis d'energia calorífica per radiació entre les capes. Aquests intercanvis fan variar, és clar, la temperatura final de les capes. L'increment de temperatura de cada capa està relacionat directament amb l'energia calorífica neta que arriba a cada capa per radiació i a continuació s'explica el camí que s'ha de seguir per determinar aquesta energia neta en el cas particular del model de capes.

Encara que a l'apartat anterior només s'ha considerat la radiació normal que viatja cap amunt, cada capa emet radiació en els dos sentits possibles i absorbeix part, tant de la radiació que viatja cap amunt com de la que viatja cap avall. L'increment de flux radiant a la capa i , $\Delta\Phi_i$, es calcula fent el balanç energètic proposat a la Figura 4.5.7, on s'utilitza la notació introduïda a l'apartat anterior per les intensitats ampliada amb els superíndex "amunt" i "avall". El resultat és:

$$\Delta\Phi_i = \left\{ \left[\left| I_{\lambda}^{i+1} \right|_n^{amunt} + \left| I_{\lambda}^i \right|_n^{avall} \right] - \left[\left| I_{\lambda}^i \right|_n^{amunt} + \left| I_{\lambda}^{i+1} \right|_n^{avall} \right] \right\} \cdot \pi \tag{4.5.5}$$

on el factor π ve d'integrar sobre la semiesfera d'angle sòlid.

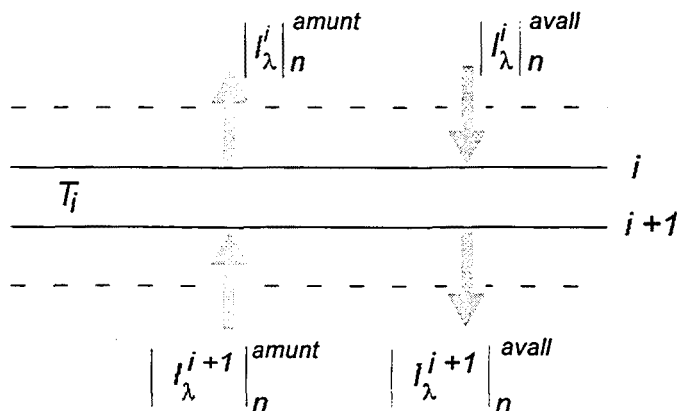


FIGURA 4.5.7.- Balanç d'energia radiant a la capa i .

A partir d'uns valors inicials per les temperatures a cada capa el càlcul de cada un dels sumands de (4.5.5) es fa mitjançant un procés iteratiu des de la capa m fins a la i , per la radiació que viatja cap amunt i des de la capa zero fins a la i per la radiació que viatja cap avall. La relació entre $\Delta\Phi_i$ i la variació de temperatura, ΔT_i , que experimenta cada capa degut a l'intercanvi de calor per radiació està inclosa a l'equació de transmissió de la calor que es descriurà a l'apartat 4.6. De fet, el balanç

(4.5.7) està inclòs en la solució numèrica d'aquesta equació, cosa que implica que la solució només és aplicable al model de capes.

4.6.- Model 1D.

L'experiment de poliment que es pretén simular és el que s'esquematitza a la Figura 4.6.1 on el feix làser incideix perpendicularment sobre la superfície d'una mostra de vidre amb una potència o flux radiant que varia amb el temps de manera coneguda.

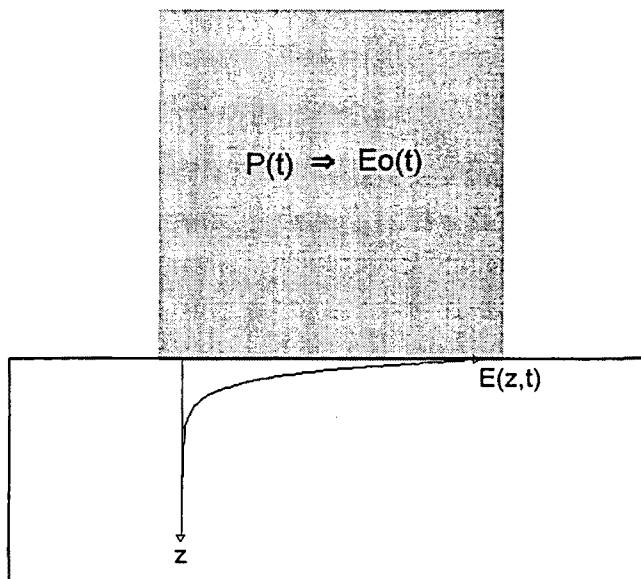


FIGURA 4.6.1.- Irradiació d'un feix làser de CO₂ sobre una mostra de vidre en un experiment de poliment. El vidre absorbeix ràpidament l'energia làser.

El feix es caracteritza per la seva irradiància o flux incident per unitat de superfície, $E_0(t)$ que es considera uniforme sobre la superfície de la mostra (pla XY). Quan la radiació arriba a la mostra es propaga a través seu i s'absorbeix en el seu recorregut d'acord amb la llei de Bourger – Lambert (4.3.7). A l'interior del vidre es té, doncs:

$$E(z,t) = (1 - R) \cdot E_0(t) \cdot e^{-\alpha \cdot z} \quad (4.6.1)$$

on z és la direcció de propagació de la radiació amb $z = 0$ sobre la superfície de la mostra, R és la reflectància del vidre per la radiació de $10.6 \mu\text{m}$ que prové del làser i α és el coeficient d'absorció del vidre per la mateixa longitud d'ona. En aquest punt és necessari fer un aclariment sobre la qüestió de la notació. El més habitual a la bibliografia és anomenar intensitat al flux que es propaga en un medi per unitat de superfície, però en la notació internacional introduïda a l'apartat 4.3.1 el terme intensitat es refereix a un altre concepte. Per aquest motiu s'ha optat per seguir utilitzant el nom d'irradiància $E(z,t)$ per referir-se a

l'energia làser que es propaga cap a l'interior de la mostra de vidre per unitat de superfície.

4.6.1.- Equació de transmissió de la calor.

El procés tèrmic induït pel làser en el vidre es simula resolent l'equació unidimensional de transmissió de la calor (referència llibres):

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[K(T) \frac{\partial T(z,t)}{\partial z} - J(T) \right] + g(z,t) = \rho(T)c(T) \frac{\partial T(z,t)}{\partial t} \quad (4.6.2)$$

on $T(z,t)$ és la temperatura que varia en funció de la profunditat i del temps, $J(T)$ és el flux radiant, $g(z,t)$ és la densitat d'energia aportada pel làser i K , ρ i c són, respectivament, la conductivitat tèrmica, la densitat i la calor específica del vidre. La densitat d'energia o energia làser per unitat de volum absorbida pel vidre està relacionada amb la irradiància mitjançant l'expressió:

$$g(z,t) = - \frac{dE(z,t)}{dz} \quad (4.6.3)$$

El primer membre de la igualtat (4.6.2) dóna compte de l'energia que arriba per unitat de temps i de volum a un element de volum de material. Aquesta energia hi pot arribar per conducció (primer sumand), per radiació (segon sumand) o procedent d'una font externa (tercer sumand) que, en aquest cas, és el làser. La convecció no apareix perquè, tot i que en la capa més superficial de vidre hi ha moviment de massa, aquest és petit i molt localitzat i, per tant, la seva contribució al procés tèrmic no es té en compte. Les pèrdues per convecció a les superfícies superior i inferior de les mostres es contemplen a les condicions de contorn. El segon membre de la igualtat (4.6.2) dóna compte de l'increment d'energia interna i, per tant, de l'increment de temperatura que experimenta l'element de volum de material degut al balanç energètic.

L'equació (4.6.2) és una equació diferencial amb derivades parcials, de segon ordre i amb dues variables independents. En el cas de que K , ρ i c no depenguin de la temperatura, l'equació és lineal i s'ha trobat la seva solució analítica considerant una intensitat làser constant i que el material és infinitament absorbent a la radiació incident [Breinan et. al. 1983]. Tot i que la constant K del vidre depèn de la temperatura aquesta solució analítica proporciona una primera aproximació al problema del tractament tèrmic de vidre. Tanmateix, per resoldre'l més acuradament s'ha optat per trobar una

solució numèrica de l'equació (4.6.2) en la que la dependència amb la temperatura de K , ρ i c pugui ser contemplada.

Qualsevol solució numèrica comporta la discretització del problema continu que defineix l'equació diferencial. El conjunt infinit de números que representa la funció incògnita és substituït per un conjunt finit de paràmetres incògnita relacionats entre sí mitjançant operacions aritmètiques bàsiques. La discretització implica un cert grau d'aproximació, mentre que la solució analítica pot considerar-se exacta. Els diferents mètodes numèrics que existeixen per solucionar equacions diferencials corresponen a diferents maneres de discretitzar el problema.

4.6.2.- Mètode de les diferències finites.

El mètode numèric escollit per solucionar (4.6.2) és el de les diferències finites, en el que la discretització de l'equació diferencial es du a terme convertint les derivades en diferències d'acord amb la definició clàssica de derivada [McCracken 1969, Zienkiewicz 1994]. En el cas d'una funció d'una sola variable $f(x)$, la seva derivada en el punt x_0 es defineix:

$$f_x(x_0) = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{f(x_0 + \Delta x) - f(x_0)}{\Delta x} \quad (4.6.4)$$

on el subíndex x indica derivació respecte a aquesta variable. Per un valor de Δx suficientment petit es pot igualar:

$$f_x(x_0) = \frac{f(x_0 + \Delta x) - f(x_0)}{\Delta x} \quad (4.6.5)$$

fent així una aproximació numèrica de la derivada que consisteix en substituir-la per una diferència. L'error que es comet fent aquesta aproximació es pot avaluar aïllant $f_x(x_0)$ en el desenvolupament de la funció $f(x)$ en sèrie de Taylor al voltant del punt x_0

$$f_x(x_0) = \frac{f(x_0 + \Delta x) - f(x_0)}{\Delta x} - f_{xx}(\xi) \frac{\Delta x}{2} \quad (4.6.6)$$

on $x_0 + \Delta x = x$, $x_0 \leq \xi \leq x$ i $(f_{xx}(\xi)\Delta x/2)$ és l'error que es fa en la substitució que caldrà minimitzar tant com sigui possible en cada cas.

L'aproximació (4.6.6) s'anomena diferència cap endavant. Anàlogament s'obté una aproximació diferent anomenada diferència cap enrera:

$$f_x(x_0) = \frac{f(x_0) - f(x_0 - \Delta x)}{\Delta x} \quad (4.6.7)$$

i l'error corresponent s'avalua com en el cas anterior. Les derivades segones s'aproximen utilitzant tant diferències cap endavant com cap enrera. Per exemple l'equació de diferències per f_{xx} en funció de f_x utilitzant una diferència cap endavant resulta

$$f_{xx}(x_0) = \frac{f_x(x_0 + \Delta x) - f_x(x_0)}{\Delta x} \quad (4.6.8)$$

Llavors es substitueix f_x per una diferència cap enrera i d'aquesta manera el resultat és simètric respecte a les diferències cap endavant i cap enrera

$$f_{xx}(x_0) = \frac{f(x_0 + \Delta x) - 2f(x_0) + f(x_0 - \Delta x)}{\Delta x} \quad (4.6.9)$$

Els errors fets en aquestes aproximacions també poden determinar-se partint del desenvolupament de Taylor.

Quan es tracta d'una funció de vàries variables $u(x,y,\dots)$, les seves derivades parcials es converteixen en diferències seguint les mateixes pautes que en el cas d'una variable.

4.6.3.- Solució de l'equació de transmissió de la calor.

En l'equació (4.6.2) la incògnita és la temperatura que és funció de la profunditat i del temps, $T(z,t)$. En l'espai definit per les coordenades z i t interessa tenir la solució de l'equació en la regió compresa entre $z = 0$ i $z = D$, on D és el gruix de la mostra, per temps creixents fins a un cert valor prefixat, $0 \leq t \leq t_f$. En la regió descrita s'estableix una retícula de punts amb el següent procediment: es divideix l'interval $(0,D)$ en m parts de manera que $(D/m) = \Delta z$; anàlogament es divideix l'interval $(0,t_f)$ en n parts de manera que $(t_f/n) = \Delta t$ (veure Figura 4.6.2). Per qualsevol punt (z,t) pertanyent a la retícula

$$\begin{aligned} z &= i \cdot \Delta z, & i &= 0, 1, 2, \dots, m \\ t &= j \cdot \Delta t, & j &= 0, 1, 2, \dots, n \end{aligned}$$

i la temperatura en ell $T(z,t) = T(i\Delta z, j\Delta t)$ es simbolitza com T_i^j . Per cada punt (i,j) de la retícula es planteja una equació de diferències entre temperatures corresponents a punts adjacents (veure Figura 4.6.2) i s'obté com a resultat un sistema d'equacions algebraiques on les incògnites són els valors de la

temperatura a cada un d'aquests punts. Les condicions inicials del problema donen els valors de la temperatura en els punts amb $j = 0$ i les de contorn impliquen les corresponents equacions de diferències als punts amb $i = 0$ i $i = m$. La solució del sistema, per tant, porta a una sèrie de valors T_i^j que són les temperatures a cada un dels punts de la retícula i representen la solució aproximada de l'equació diferencial de partida. D'acord amb (4.6.6), l'error comès en l'aproximació de les diferències finites decreix amb la mida dels intervals Δz i Δt i cal, per tant, utilitzar retícules tan estretes com sigui possible. En aquest sentit, quan la solució numèrica es calcula amb un ordinador, com és el cas, existeix un límit degut a que l'increment del número de punts augmenta el número de càlculs que ha de fer la màquina i l'error d'arrodoniment computacional també. S'ha de començar, doncs, amb una retícula ample i refinar-la gradualment tot observant la convergència de la solució abans de triar la mida definitiva dels intervals de la retícula.

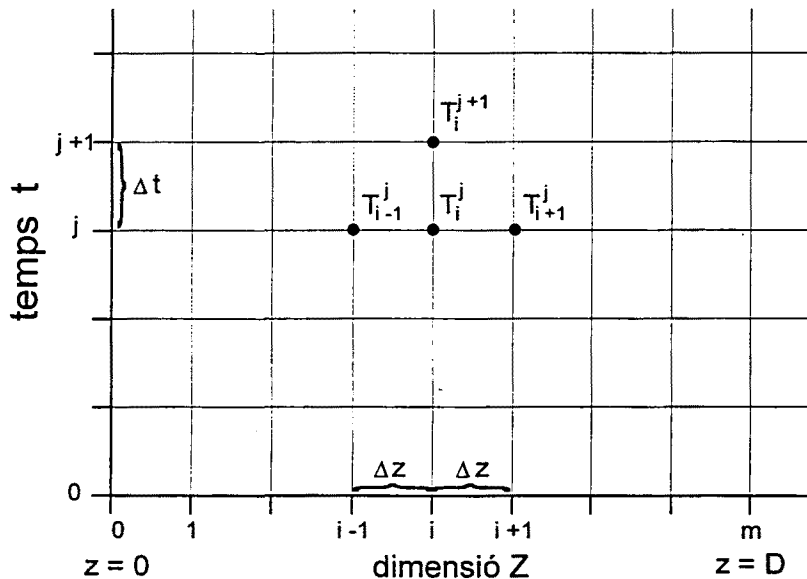


FIGURA 4.6.2. Subdivisió del domini zt en intervals Δz i Δt per la representació en diferències finites de l'equació unidimensional de transmissió de calor per conducció.

La discretització de l'eix z divideix el gruix de la mostra en m capes i la temperatura de cada una d'elles es pot considerar com igual a la del punt i situat en el seu límit superior, tal com mostra la Figura 4.6.3. El càlcul del flux radiant, $J(T)$, en un model de capes com aquest s'ha desenvolupat al llarg de l'apartat 4.5 i es tracta d'un procés complex ja que la temperatura depèn de la profunditat i del temps. Per aquest motiu, a l'hora de solucionar (4.6.2), s'ha optat per desacoblar la part radiativa de la resta. Així, es soluciona per un cantó l'equació:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[K(T) \frac{\partial T(z,t)}{\partial z} \right] + g(z,t) = \rho(T)c(T) \frac{\partial T(z,t)}{\partial t} \quad (4.6.10)$$

i després es fan les correccions radiatives corresponents al terme pendent:

$$\frac{\partial}{\partial z} [-J(T)] = \rho(T)c(T) \frac{\partial T(z,t)}{\partial t} \quad (4.6.11)$$

on el primer membre de la igualtat és, justament, el que es calcula a l'apartat 4.5.3 pel cas particular del model de capes.

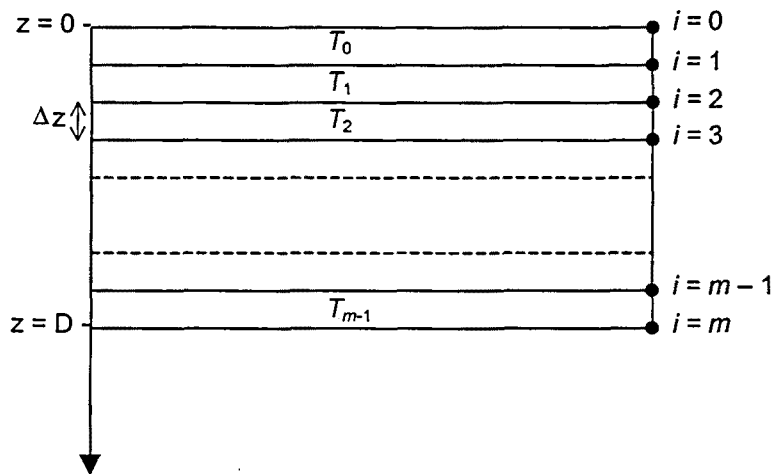


FIGURA 4.6.3.- Mostra dividida en capes de temperatura decreixent per modelitzar el procés tèrmic en el polímer làser.

L'equació de diferències corresponent a l'equació (4.6.10) en el cas de que K , ρ i c siguin independents de la temperatura és, en el punt de la retícula (i,j) :

$$T_i^{j+1} = \lambda (T_{i+1}^j + T_{i-1}^j) + (1-2\lambda) T_i^j + \frac{K}{\rho c} g_i^j \quad (4.6.12)$$

on

$$\lambda = \frac{K}{\rho c} \frac{\Delta t}{(\Delta z)^2} \quad (4.6.13)$$

i g_i^j es determina a partir de la irradiància làser mitjançant l'equació de diferències corresponent a (4.6.3):

$$g_i^j = \frac{E_i^j - E_{i+1}^j}{\Delta z}$$

L'equació (4.6.12) és la que s'anomena forma explícita en diferències finites corresponent a l'equació unidimensional de conducció de la calor. Explícita perquè la temperatura T_i^{j+1} corresponent a l'instant de temps $(j+1)$ només depèn de les temperatures T_{i-1}^j , T_i^j i T_{i+1}^j corresponents totes elles a l'instant de temps immediatament anterior j . Llavors, a partir de les condicions inicials, que determinen les temperatures a $j = 0$, es van obtenint les temperatures a cada instant de temps aplicant l'equació (4.6.12) per valors de j successius fins arribar a $j = n$ o, el que és el mateix, al temps t_f fixat. L'únic inconvenient d'aquest mètode és que el valor del paràmetre λ de l'equació (4.6.13) està acotat d'acord amb el que s'anomena criteri de convergència (o estabilitat), segons el qual:

$$0 \leq \lambda \leq 1/2 \quad (4.6.14)$$

Aquesta restricció implica que per valors donats de K , ρ , c i Δz l'interval de temps Δt ha de ser tan petit com:

$$\Delta t \leq \frac{1}{2} \left(\frac{\rho c}{K} \right) \Delta z^2 \quad (4.6.15)$$

i quan el temps t_f és llarg el número de càlculs es fa molt gran. Si es viola el criteri de convergència la solució numèrica esdevé inestable. Això vol dir que els valors T_i^j obtinguts fluctuen al voltant de la solució exacta però no s'ajusten a ella tal com mostra la Figura 4.6.4.

Tal com s'ha explicat a l'apartat 3.2, en un experiment de poliment les temperatures de les mostres van des de 550 °C fins a 1000-1200 °C. En aquest interval tant la densitat com la calor específica del vidre poden considerar-se constants mentre que la conductivitat tèrmica depèn de la temperatura d'acord amb l'expressió (4.4.1). Tenint en compte aquesta dependència, l'equació (4.6.10) es pot escriure com:

$$K \frac{\partial^2 T(z,t)}{\partial z^2} + B \left[\frac{\partial T(z,t)}{\partial z} \right]^2 + g(z,t) = \rho c \frac{\partial T(z,t)}{\partial t} \quad (4.6.16)$$

i és fàcilment traduïble a una equació de diferències

$$(A + BT_i^j) \frac{T_{i+1}^j - 2T_i^j + T_{i-1}^j}{\Delta Z^2} + B \frac{(T_{i+1}^j - T_i^j)^2}{\Delta Z^2} + g_i^j = \rho c \frac{T_i^{j+1} - T_i^j}{\Delta t} \quad (4.6.17)$$

on es pot comprovar que com abans, T_i^{j+1} només depèn de T_{i-1}^j , T_i^j i T_{i+1}^j . L'equació de diferències (4.6.17) planteja, doncs, un sistema d'equacions explícit i es soluciona de manera anàloga a (4.6.12) amb els mateixos criteris de convergència (o estabilitat).

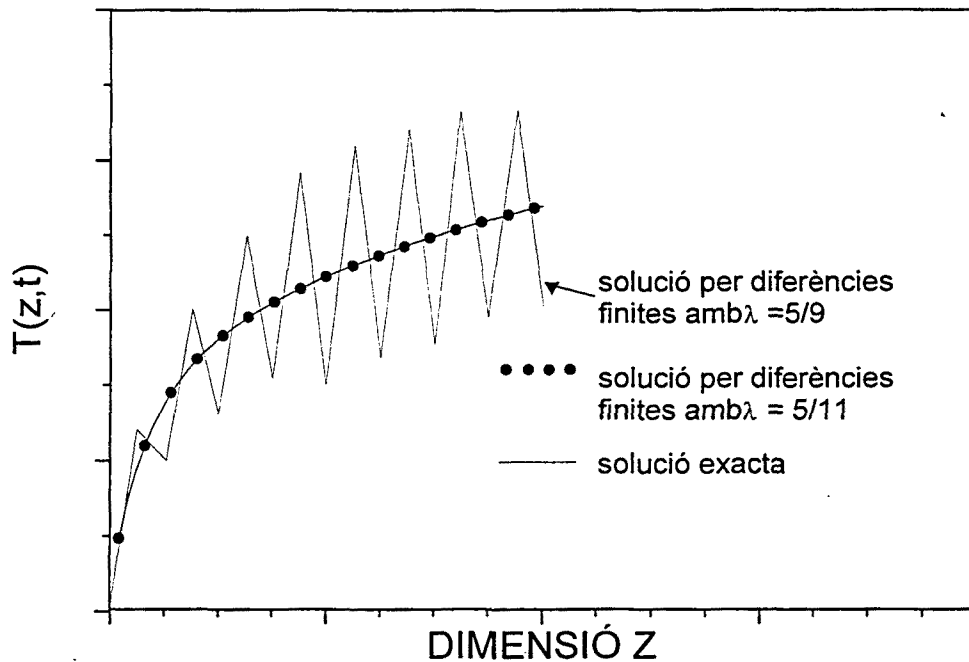


FIGURA 4.6.4. Efecte del paràmetre λ sobre la convergència de la solució per diferències finites.

Com ja s'ha dit, el primer membre de (4.6.17) és, des d'un punt de vista físic, l'energia neta per unitat de temps i de volum que arriba a un element de volum de material o a la capa i en el model de capes. Quan $i = 0$, l'equació (4.6.17) no es pot plantejar ja que $i = 0 - 1$ no existeix i la temperatura T_{0-1}^j no té sentit. L'explicació física és que no hi ha conducció a través de la paret $i = 0$. Per calcular, doncs, les T_0^j s'ha de trobar una equació alternativa que plantegi de manera anàloga a (4.6.17) el balanç energètic a la capa més superficial de material. L'equació és [Necati 1985]:

$$-\left[K \frac{(T_0^j - T_1^j)}{\Delta Z^2} + \frac{h_c}{\Delta Z} (T_0^j - T_\infty) \right] + g_0^j = \rho c \frac{T_0^{j+1} - T_0^j}{\Delta t} \quad (4.6.18)$$

on el primer sumand és l'energia per unitat de temps i de volum que es transmet per conducció a través de la superfície $i = 1$, el segon sumand correspon a la condició de contorn relativa a la convecció en $i = 0$ on T_∞ és la temperatura de l'aire ambient, i el tercer sumand correspon a l'aportació d'energia làser.

Per calcular la temperatura a l'última capa, la $i = m - 1$, s'ha de procedir de manera anàloga i l'equació que resulta és:

$$K \frac{(T_{m-2}^j - T_{m-1}^j)}{\Delta Z^2} - \frac{h_c}{\Delta Z} (T_{m-1}^j - T_\infty) + g_{m-1}^j = \rho c \frac{T_{m-1}^{j+1} - T_{m-1}^j}{\Delta t} \quad (4.6.19)$$

ja que, d'acord amb la Figura 4.6.3, la temperatura de la darrera capa de material és T_{m-1}^j . El sumand g_{m-1}^j serà zero en general ja que l'energia del làser s'absorbeix en les primeres micres de material.

Donades les característiques del procés de poliment làser, per solucionar l'equació (4.6.10) es podria considerar el vidre com un sòlid semi-infinit, ja que el gruix D de les mostres que s'han tractat aconsegueix la condició $D > (4\alpha\tau)^{1/2}$ on α es refereix aquí a la difusivitat tèrmica del vidre i τ és el temps d'escalfament o durada de la irradiació làser (ref. Llibre blau p.212). Això equival a prendre com a condició de contorn que la temperatura a $z = D$ es manté igual a la temperatura inicial durant tot el procés ($T_m^j = T_0 \forall j$). Amb qualsevol de les dues condicions, l'adiabàtica (4.6.19) o aquesta darrera, més senzilla, s'arriba a resultats que varien molt poc entre sí com es veurà a l'apartat 4.8.

Amb les equacions (4.6.17), (4.6.18) i (4.6.19) s'obtenen, doncs, les temperatures de cada capa i la seva evolució temporal considerant només els intercanvis de calor per conducció i la convecció a les superfícies. Per considerar també els intercanvis radiatius es soluciona la part (4.6.11) de l'equació (4.6.2) que havia quedat exclosa fins ara. En aquestes equacions, el terme $(-\partial J(T)/\partial z)$ dona compte exactament de l'increment de flux radiant que es té en un element de volum de material (o una capa en aquest cas). Convertint la derivada en una diferència:

$$-\frac{\partial J(T)}{\partial z} \rightarrow \frac{\Delta \Phi_i}{\Delta V}$$

on $\Delta \Phi_i$ es calcula, en el model de capes, mitjançant (4.5.5).

El programa de càlcul numèric que s'ha confeccionat per solucionar (4.6.2) planteja una iteració en j (el temps) on, partint de la temperatura inicial a cada capa, T_i^0 , es van calculant successivament les temperatures a $j = 1, j = 2$, etc. La manera de procedir per tenir en compte tant la conducció com la radiació és la que es detalla a continuació. Per cada j es solucionen les equacions (4.6.17), (4.6.18) i (4.6.19) i es troba un primer conjunt de valors per les temperatures de cada capa T_i^j . Amb aquests valors es determinen els fluxos radiants absorbits i emesos i es calcula $\Delta\Phi_i$ a cada capa. Aquest darrer resultat permet calcular, al seu torn, les variacions de temperatura a cada capa, ΔT_i^j , degudes als intercanvis per radiació mitjançant l'equació (4.6.11). Llavors es redefineix la temperatura a cada capa com:

$$T_i^j = T_i^j + \Delta T_i^j$$

Aquests nous valors de la temperatura són els que es fan servir en la següent iteració de temps per calcular un primer conjunt de T_i^{j+1} , que s'haurà de corregir tenint en compte els intercanvis radiatius, i així successivament.

4.7.- Model 3D.

En experiments de poliment com l'esquematitzat a la Figura 4.6.1 a més de produir-se un gradient de temperatura en profunditat també es produeixen gradients transversals de temperatura degut a que el feix no cobreix tota la superfície de la mostra i a les possibles no uniformitats en el perfil d'intensitat del feix. La rellevància dels gradients transversals depèn de les condicions en que es faci l'experiment (tipus de feix, temps d'aplicació, irradiació estàtica, escombrat,...). Quan aquests gradients no es poden obviar, la simulació del procés tèrmic ha de ser tridimensional.

Els càlculs de temperatura en tres dimensions s'han realitzat en col·laboració amb el departament de Física Aplicada de la Universitat Politècnica de Madrid (UPM). El programa utilitzat resol numèricament l'equació de conducció de la calor en un sòlid tridimensional utilitzant el mètode dels elements finits. El programa (TOPAZ 3D), que va ser desenvolupat per Shapiro en el *Lawrence Livermore National Laboratory* de Califòrnia per estudiar el comportament tèrmic de metalls tractats amb làser, ha estat millorat informàticament i ampliat a la UPM per poder considerar tot tipus de material i, en particular, el vidre [Garcia-Beltrán 1996].

4.7.1.- Equació de transmissió de la calor en l'espai tridimensional.

L'equació a resoldre quan en el material existeixen gradients tèrmics en totes direccions i, per tant, hi ha transmissió de calor en totes direccions és la generalització a tres dimensions de l'equació (4.6.2) que resulta:

$$\vec{\nabla} \cdot [K(T)\vec{\nabla}T(\vec{r},t) - \vec{J}(T)] + g(\vec{r},t) = \rho(T)c(T)\frac{\partial T(\vec{r},t)}{\partial t} \quad (4.7.1)$$

on s'ha considerat que el vidre té un comportament isòtrop pel que fa a la conducció tèrmica i el vector $\vec{J}(T)$ té per components $J_x(T)$, $J_y(T)$ i $J_z(T)$ que són els fluxos per unitat de superfície transmesos per radiació en cada una de les direccions cartesianes. La transmissió de calor per convecció a l'interior del material no es té en compte pels mateixos motius que en el cas 1D i només es consideren les pèrdues per convecció a les superfícies en les equacions corresponents a les condicions de contorn.

L'energia làser absorbida per unitat de volum, $g(\vec{r},t)$, es calcula anàlogament al cas 1D mitjançant l'expressió:

$$g(\vec{r}, t) = -\frac{\partial E(\vec{r}, t)}{\partial z} \quad (4.7.2)$$

on ara la irradiància, $E(\vec{r}, t)$, ve donada per:

$$E(\vec{r}, t) = (1 - R) \cdot E_0(x, y, t) \cdot e^{-\alpha z} \quad (4.7.3)$$

i $E_0(x, y, t)$ dóna compte del perfil transversal de la irradiància làser.

En el cas unidimensional el terme $\vec{\nabla} \cdot \vec{J}(T)$ comporta una certa complexitat de càlcul que es veu agreujada en fer el pas a tres dimensions. Per això, en el model 3D que es proposa no es considera aquest terme i l'equació a resoldre és la (4.7.1) simplificada:

$$\rho(T)c(T)\frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot [K(T)\vec{\nabla} T(\vec{r}, t)] - g(\vec{r}, t) = 0 \quad (4.7.4)$$

on, per qüestions formals, s'ha canviat l'ordenació dels sumands.

4.7.2.- Mètode dels elements finits.

El programa TOPAZ 3D soluciona l'equació (4.7.4) amb el mètode dels elements finits. Per aplicar aquest mètode es divideix el volum en el qual s'ha de solucionar l'equació diferencial (la mostra de vidre en aquest cas) en subregions finites que són els elements finits. En el medi, es defineixen també una sèrie de punts o nodes que en la major part de casos es situen a les cantonades dels elements, encara que poden definir-se nodes a l'interior dels elements o sobre els seus límits. La funció incògnita, la temperatura, es determina en aquests punts a cada instant de temps [Siegel et. al. 1992].

Per geometries unidimensionals els elements finits són capes planes, cilíndriques o esfèriques, depenent del problema, que poden tenir gruixos diferents. En dues dimensions s'utilitzen triangles o quadrilàters i en tres dimensions tetràedres o prismes i tots ells poden tenir formes i mides irregulars, cosa que resulta molt convenient en el cas de geometries complicades. Aquest és un dels avantatges que presenta el mètode dels elements finits en front del de les diferències finites. Un altre avantatge és que la funció incògnita pot variar al llarg dels elements amb diversos graus d'aproximació (constant, lineal, parabòlic, etc).

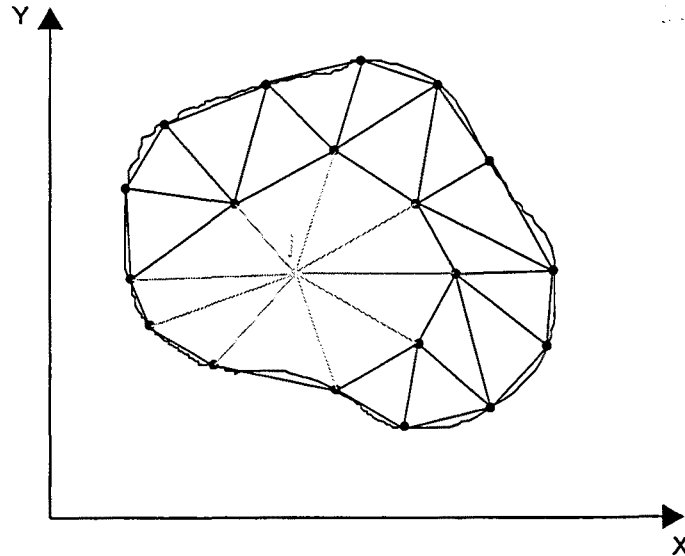


FIGURA 4.7.1.- Subdivisió en elements triangulars en un cas bidimensional. Posició del node j i els directament connectats amb ell.

Existeixen varies formulacions possibles del mètode dels elements finits, però la més utilitzada és el mètode de Galerkin. Aquest mètode parteix d'una solució aproximada, $\hat{T}(\vec{r}, t)$, que es construeix de la següent manera:

$$\hat{T}(\vec{r}, t) = \sum_{j=1}^N T_j(t) \phi_j(\vec{r}) \quad (4.7.5)$$

on N és el número total de nodes, $T_j(t)$ són les temperatures a cada node i , per tant, les incògnites de l'equació i $\phi_j(\vec{r})$ són les que s'anomenen funcions de forma o d'interpolació que permeten conèixer la variació aproximada de la temperatura entre node i node. Aquestes funcions es trien en base al problema a resoldre i depenen linealment de les coordenades en el cas més senzill, però també s'utilitzen aproximacions d'ordres superiors. La funció de forma $\phi_j(\vec{r})$ ha de ser igual a la unitat sobre el node j i decreix fins a zero en els nodes directament connectats amb ell (veure l'exemple de la Figura 4.7.1). A més, és zero en tots aquells elements que no continguin el node j . En resum, cada funció de forma és una funció local d'interpolació, definida només en els elements que contenen un node particular.

Quan la solució aproximada (4.7.5) es substitueixi en l'equació a resoldre (4.7.4) no s'acomplirà la igualtat ja que és una aproximació i, per tant, existeix una certa diferència o residu, $R(\vec{r}, t)$, que depèn de \vec{r} i de t , és a dir:

$$\rho(T)c(T)\frac{\partial \hat{T}(\vec{r},t)}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot [K(T)\vec{\nabla} \hat{T}(\vec{r},t)] - g(\vec{r},t) = R(\vec{r},t) \quad (4.7.6)$$

El que es desitja és trobar una solució que, en terme mig sobre tot el volum, sigui el més a prop possible de la solució exacta a cada instant de temps. Per tant, es tracta d'aplicar un principi variacional per trobar els valors de $T_j(t)$ que facin mínim en un cert sentit el residu $R(\vec{r},t)$. Una possibilitat seria imposar que s'acomplís:

$$\int_V \int_t R(\vec{r},t) dV dt = 0 \quad (4.7.7)$$

però aquesta expressió genera una única equació pels $T_j(t)$. Per això s'introdueix un conjunt $\{\omega_i\}$ de N funcions de pes (tantes com nodes) i s'imposa que el residu sigui ortonormal a cada una d'elles. Això vol dir que es generen N equacions simultànies:

$$\int_V \int_t R(\vec{r},t) \omega_i dV dt = 0 \quad i = 1, 2, \dots, N \quad (4.7.8)$$

que permeten calcular les temperatures als nodes $T_j(t)$. En el mètode de Galerkin les funcions de pes es prenen iguals a les de forma.

$$\omega_i = \phi_i \quad i = 1, 2, \dots, N \quad (4.7.9)$$

Si en les equacions (4.7.8) es substitueix el residu, $R(\vec{r},t)$, segons (4.7.6) i les ω_i segons (4.7.9) s'obté, per cada i :

$$\int_V \int_t \left\{ \rho c \sum_{j=1}^N \phi_j(\vec{r}) \frac{\partial T_j(t)}{\partial t} - \sum_{j=1}^N T_j(t) \vec{\nabla} \cdot [K \vec{\nabla} \phi_j(\vec{r})] - g(\vec{r},t) \right\} \phi_i(\vec{r}) dV dt = 0 \quad (4.7.10)$$

La integració numèrica de les N equacions (4.7.10) no és, ni de bon tros, un procés simple. La integració en l'espai requereix tenir en compte els elements finits per separat, fet que implica certs canvis de variable i , a més, s'ha d'integrar en el temps. Explicar detalladament com es du a terme la integració queda fora dels objectius d'aquesta tesi [García-Beltrán 1996].

4.7.3.- Els codis TOPAZ 3D I TEMPLUM 3D.

El codi TOPAZ 3D soluciona l'equació de conducció de la calor (4.7.4) amb condicions de contorn del tipus:

$$K\bar{\nabla}T \cdot \bar{n} + \beta T = \gamma \quad (4.7.8)$$

i amb la condició inicial

$$T_0(\bar{r}) = T(\bar{r}, t = 0) \quad (4.7.9)$$

A la condició de contorn (4.7.8) \bar{n} és el vector unitari perpendicular a la superfície, β i γ són constants a determinar en funció del tipus de condició de contorn que correspongui al problema. Si hi ha un flux de calor q sobre la superfície llavors en (4.7.8) s'ha de fer $\beta = 0$ i $\gamma = q$. Si es vol considerar la convecció a la superfície, llavors $\beta = h_c$ i $\gamma = h_c T_\infty$. Si es vol considerar que la superfície té un comportament adiabàtic, llavors, $\beta = \gamma = 0$.

Les principals característiques del codi TOPAZ 3D són [García Beltrán 1996]:

- Modelització de geometries tridimensionals en coordenades cartesianes, cilíndriques o esfèriques. Els elements de volum utilitzats per fer la discretització espacial són hexaèdrics amb vuit nodes.
- Els materials poden ser isòtrops i anisòtrops i les seves propietats termofísiques poden dependre de la temperatura.
- Possibilitat d'especificar una gran varietat de condicions de contorn dependents de la temperatura o del temps: temperatures fixades, fluxos externs de calor o fluxos per convecció o radiació.
- Possibilitat de generar les files de nodes i elements d'una malla (conjunt de nodes i elements de volum que discretitzen la mostra), encara que el codi no genera de forma automàtica tota la malla.
- Proporciona les temperatures als nodes les velocitats d'escalfament i refredament del material i els balanços energètics calculats durant el procés.

Les dades d'entrada del codi són: les propietats del material que apareixen a l'equació (4.7.4), la mida i la geometria de la mostra i dels elements finits en que es discretitza, l'especificació dels instants de temps inicial i final i de la mida de l'interval de temps utilitzat en la integració temporal, i les condicions de contorn i inicial del problema. Totes aquestes dades s'introdueixen en el codi mitjançant un arxiu en format ASCII estructurat seqüencialment.

Per cada instant discretitzat del procés el codi facilita les següents dades de sortida: l'instant de temps corresponent, la temperatura en tots els punts nodals de la malla, la velocitat d'escalfament – refredament dels nodes, els

fluxos de calor a cada node en cada direcció espacial, els fluxos de calor per convecció, radiació i irradiància del feix làser en els elements de la malla amb condicions de contorn, i les temperatures màxima i mínima assolides a la malla. Tots aquests resultats s'emmagatzemen en un arxiu amb format ASCII.

El codi TOPAZ 3D ha estat modificat i millorat a la UPM i el resultat és un nou codi anomenat TEMPLUM 3D. Les principals modificacions i millores són [García Beltrán 1996]:

- (a) La inclusió del valor del coeficient d'absorció del material que pot dependre de la temperatura i modificar el valor final de l'energia absorbida durant el procés.
- (b) L'ampliació del número d'elements de volum i de punts nodals permesos a la malla que discretitza la mostra. L'única limitació passa a ser la capacitat de l'estació de treball utilitzada.
- (c) L'ampliació de la capacitat de definició de funcions diferents per especificar les condicions de contorn.
- (d) La generació de dos arxius de sortida de dades que emmagatzemen en format ASCII les temperatures de tots els nodes de la malla en un instant determinat, per un cantó, i el cicle tèrmic i de fluxos de calor en cada direcció corresponents a nodes de la malla prèviament seleccionats, per l'altre.
- (e) La compatibilització del codi font amb el compilador AIX XL FORTRAN 90 (ref. la que hi ha a la tesi de l'Àngel), per tal de fer possible la utilització dels codis executables en màquines IBM de la família RISC System/6000.

Paral·lelament s'ha dissenyat i desenvolupat també a la UPM, un programa addicional anomenat INTEMPLO [Toro 1996], que facilita l'entrada de dades i el postprocessat de resultats del codi TEMPLUM 3D. El programa INTEMPLO es resumeix en els següents punts:

- (a) Un conjunt d'algoritmes que permeten la definició de les condicions dels processos que es vulguin modelitzar mitjançant la generació d'un arxiu d'entrada de dades pel codi TEMPLUM 3D. El conjunt d'algoritmes inclou la generació de nodes i elements de la malla, la determinació d'aquells elements de la malla que es vegin afectats per les condicions de contorn o per l'absorció d'energia làser i la representació per punts de qualsevol funció que es necessiti per la modelització de la irradiància làser.
- (b) Un conjunt d'algoritmes que permeten el post - processat dels arxius de sortida de dades del codi.

Amb el codi TEMPLUM 3D s'ha simulat el procés tèrmic que té lloc en mostres de vidre irradiades amb làser per diferents distribucions i cicles d'intensitat. Els paràmetres corresponents al vidre han estat, és clar, els

mateixos que els utilitzats en el model 1D. Les pèrdues per convecció i radiació a la superfície no s'han considerat tot i que el codi permet fer-ho. Els resultats obtinguts s'exposen a l'apartat 4.9.

4.8.- Anàlisi dels resultats obtinguts amb el model 1D.

4.8.1.- Discretització espacial i temporal.

El model 1D consisteix en solucionar numèricament l'equació diferencial en z i t (4.6.2) amb el mètode de les diferències finites. Per això cal discretitzar l'eix Z i el temps en intervals Δz i Δt , respectivament. La solució numèrica és una solució aproximada i l'error comès en l'aproximació decreix amb el valor tant de Δz com de Δt , d'acord amb (4.6.6). És clar, però, que a l'hora de calcular s'han de prendre valors per aquests intervals que no desorbitin el temps de càlcul ni l'error d'arrodoniment computacional. Per un altre cantó, la solució aproximada convergeix cap a la solució exacta quan Δz i Δt tendeixen a zero, només si les mides dels intervals aconsegueixen la desigualtat (4.6.15).

En aquest apartat es farà una discussió sobre el valor dels intervals Δz i Δt solucionant l'equació (4.6.2) en el cas senzill d'una mostra de vidre sobre la que incideix un feix làser d'irradiància E_0 constant i uniforme, durant un temps τ . La solució es vol entre $z = 0$ i $z = D$, on D és el gruix de la mostra, pel que fa a la coordenada espacial; i entre $t = 0$ i $t = t_f$, pel que fa al temps. El valor de t_f es pren sempre superior τ per poder estudiar tant l'escalfament produït per la irradiació làser com el refredament posterior de la mostra.

Les condicions físiques del problema acoten en primera aproximació els valors de Δz i Δt . El coeficient d'absorció del vidre a $10,6 \mu\text{m}$ és $\alpha = 10^5 \text{ m}^{-1}$ (apartat 4.4.3). Això vol dir, d'acord amb la llei de Bourger-Lambert (4.3.7), que a $z = 5 \mu\text{m}$ ja s'ha absorbit el 40% de l'energia làser, a $z = 10 \mu\text{m}$ s'ha absorbit el 63%, a $z = 20 \mu\text{m}$ el 86.5% i a $z = 35 \mu\text{m}$ el 97%, o sigui, pràcticament tota l'energia. Queda clar, doncs, que no tindria cap sentit fer $\Delta z \geq 35 \mu\text{m}$ i que, en principi, el més indicat seria prendre Δz inferior a $5 \mu\text{m}$. Si es pren $\Delta z = 1 \mu\text{m}$ llavors, d'acord amb el criteri de convergència (4.6.15), el valor de Δt ha de ser de l'ordre de $2 \cdot 10^{-7} \text{ s}$ amb petites variacions en funció del tipus de vidre. Tenint en compte que els experiments de poliment duren entre 1 i 10 s, resulten $n \approx 10^7$ punts en l'eix de temps, és a dir, un número d'equacions explícites a resoldre i un temps de càlcul corresponent molt grans. S'ha analitzat de manera sistemàtica el resultat de solucionar un mateix problema fent servir intervals Δz progressivament més grans. Quan es passa d'una discretització Δz_1 a una altre $\Delta z_2 > \Delta z_1$, per exemple $\Delta z_2 = 2 \cdot \Delta z_1$, dues capes de les corresponents a la primera discretització en formen una de les corresponents a la segona. S'observa que la temperatura calculada en una capa Δz_2 es troba sempre al voltant de la mitjana de les temperatures corresponents a les dues capes Δz_1 compreses en Δz_2 . Així, la temperatura a la capa superficial, per exemple,

disminueix a mesura que s'augmenta el valor de Δz . Pels valors de les irradiàncies làser i dels temps de processat que es fan servir en els experiments de poliment (E_0 entre 50 i 150 W/cm², i τ entre 1 i 10 s) s'ha comprovat que per Δz a partir de 20 μm la temperatura superficial calculada varia entre 1 i 5 °C quan es passa a discretitzacions més fines. Una variació de 5 °C sobre els 500 °C que augmenta en terme mig la temperatura superficial de les mostres durant la irradiació es considera suficientment petita i, per tant, en la major part de càlculs fets amb el model 1D s'ha pres $\Delta z = 20 \mu\text{m}$. L'interval de temps corresponent hauria de ser segons (4.6.15) $\Delta t \leq 2 \cdot 10^{-4}$ s amb petites variacions depenent del tipus de vidre. Es demostra matemàticament que l'error en l'aproximació de derivades per diferències és mínim quan:

$$\Delta t = \frac{1}{6} \left(\frac{\rho c}{K} \right) \Delta z^2 \quad (4.8.1)$$

que per $\Delta z = 20 \mu\text{m}$ dóna $\Delta t \approx 7 \cdot 10^{-5}$ s i aquest és el valor que s'ha pres per Δt en la major part de casos. Si es prenen valors de Δt més grans, sempre dins del criteri de convergència, els resultats de la temperatura varien, com abans, entre 1 i 5 °C.

4.8.2.- Mostra amb gruix finit.

En els primers càlculs que es van fer amb el model 1D es solucionava l'equació de conducció de la calor (4.6.10) en un sòlid semi-infinit [Lupón 1993], tal com es fa en molts casos quan es busca una solució analítica de l'equació [Breinan 1983]. Això està, ara, totalment justificat donades les condicions físiques del problema, ja que els experiments es fan amb mostres de 5 mm de gruix i la cara inferior pràcticament no s'escalfa. La condició de contorn a la cara sobre la que incideix el feix era, en aquests primers càlculs, la (4.6.18) sense el sumand corresponent a la convecció. Per una irradiància làser uniforme $E_0 = 46.875 \text{ W/cm}^2$ aplicada sobre vidre crown B-270 durant un temps $\tau = 5$ s les temperatures obtingudes van ser les que es representen a la Figura 4.8.1. És clar que la simulació no correspon a un experiment de poliment ja que es parteix de mostres a temperatura ambient i s'arriba a una temperatura màxima de 500 °C.

Per considerar el gruix finit que tenen les mostres només cal introduir en el programa una condició de contorn a la cara inferior de la mostra. Aquesta condició és la (4.6.19) sense el terme de convecció. Amb això es redueix el temps de càlcul i, a més, el plantejament del problema és més realista. Per tant, en cap càlcul dels que es presentin a partir d'ara es considerarà la mostra com un sòlid semi-infinit.

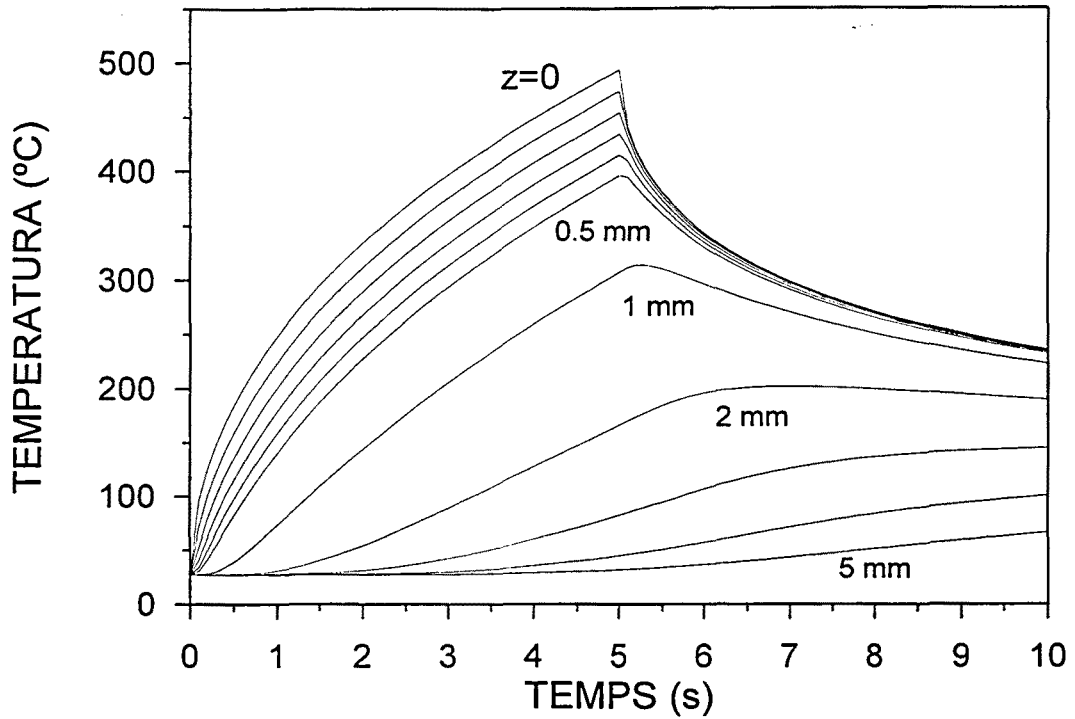


FIGURA 4.8.1.- Evolució de la temperatura a diferents profunditats per una mostra de vidre B-270 sobre la que s'apliquen 46.875 W/cm^2 d'irradiància làser durant 5 s. El càlcul s'ha fet considerant la mostra de vidre com un sòlid semi-infinit.

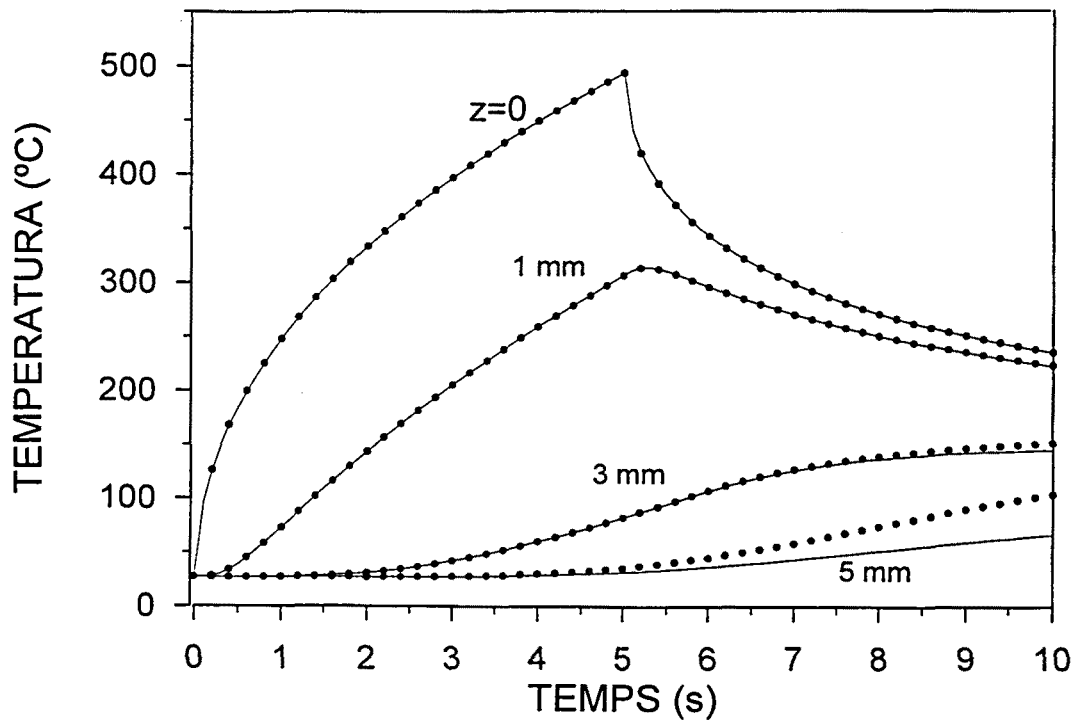


FIGURA 4.8.2.- Comparació entre les temperatures calculades considerant la mostra de vidre com un sòlid semi-infinit (línia contínua) o finit (línia de punts) en les mateixes condicions d'irradiació especificades per la figura anterior.

A la Figura 4.8.2 es mostra el resultat de repetir els càlculs anteriors tenint en compte el gruix finit de les mostres, en comparació amb les ja representades a la Figura 4.8.1. Només s'observen diferències per les temperatures corresponents a les capes inferiors i només en els darrers instants de temps.

4.8.3.- Influència de la convecció.

En aquest apartat es mostren dos dels càlculs fets per avaluar si les pèrdues per convecció a les cares superior i inferior de la mostra tenen o no molta influència sobre les temperatures assolides a la mostra. En un d'ells la irradiància làser és petita i el temps d'aplicació llarg, i en l'altre la irradiància és més gran i el temps d'aplicació més curt. Concretament a la Figura 4.8.3 es mostren les temperatures resultants d'aplicar un feix làser d'irradiància $E_0 = 46.875 \text{ W/cm}^2$ sobre una mostra de vidre B-270 a temperatura inicial $T_0 = 27 \text{ °C}$ durant un temps $\tau = 5 \text{ s}$, com en els casos de l'apartat anterior. A la gràfica apareixen també les temperatures calculades sense considerar la convecció, per tal de poder fer comparacions. A la Figura 4.8.4 les temperatures calculades corresponen a la simulació d'un possible experiment de poliment. La mostra és de vidre Crown B-270 i es considera prescalfada fins a una temperatura $T_0 = 550 \text{ °C}$. La irradiància del feix és $E_0 = 150 \text{ W/cm}^2$ i el temps d'aplicació és $\tau = 1 \text{ s}$. Com en el cas anterior també s'han representat a la gràfica les temperatures que resulten sense considerar la convecció. Les dues irradiacions es plantegen com realitzades a temperatura ambient, o sigui $T_\infty = 20 \text{ °C}$ en el terme de convecció.

Tant la Figura 4.8.3 com la 4.8.4 mostren que la influència de la convecció no és molt important. En el primer cas, la capa superficial s'escalfa uns 30 °C menys degut a la convecció, que representa aproximadament el 6% de l'augment màxim de temperatura experimentat per la capa. En el segon cas les diferències de temperatura a la capa superficial degudes a la convecció són 30 °C en el punt màxim i 40 °C en el punt final, que representen, respectivament, el 5.5% i el 7% sobre l'augment màxim de temperatura. Per un altre cantó, cal destacar que, en els dos casos, degut a la convecció la temperatura a les capes superficials s'uniformitza més ràpid.

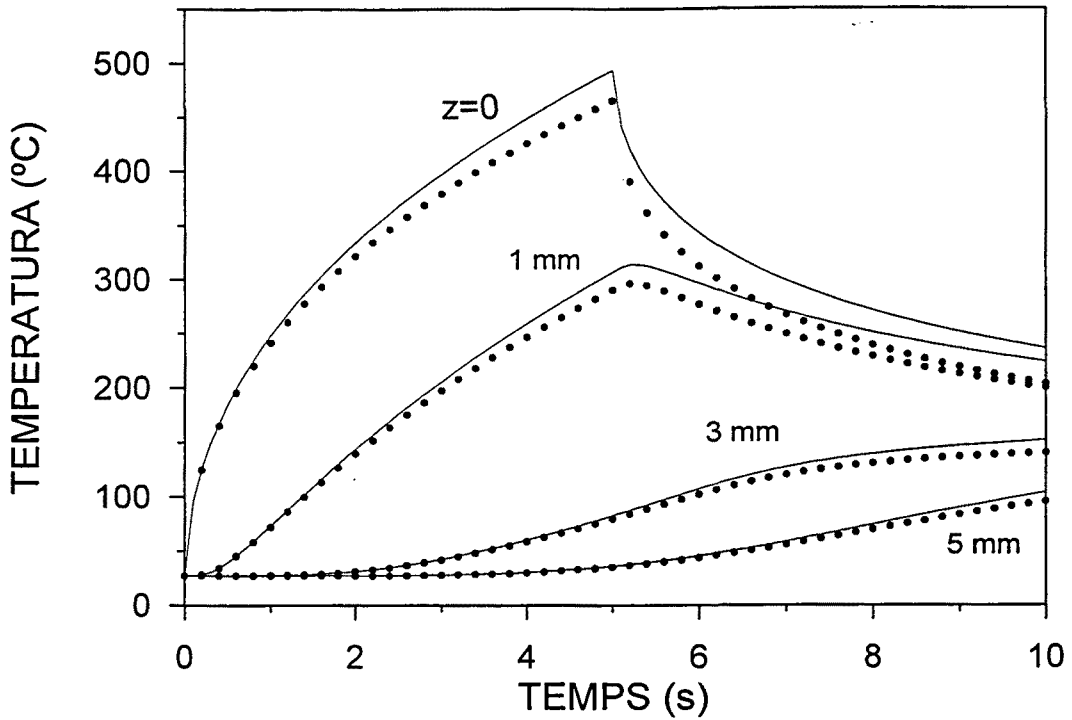


FIGURA 4.8.3.- Distribució de temperatures calculades per una irradiància làser uniforme i constant $E_0 = 46.875 \text{ W/cm}^2$ durant 5 s considerant la conducció i la convecció tèrmiques (línia de punts) en comparació al mateix cas sense tenir en compte la convecció (línia contínua).

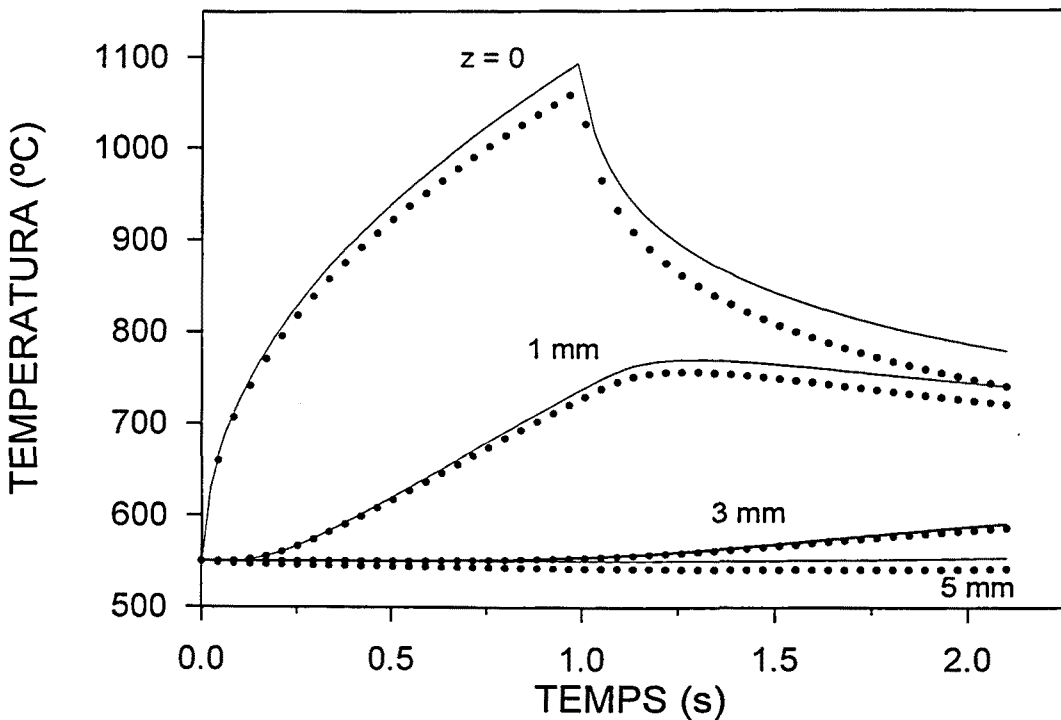


FIGURA 4.8.4.- Distribució de temperatures calculades per una irradiància làser uniforme i constant $E_0 = 150 \text{ W/cm}^2$ durant 1 s considerant la conducció i la convecció tèrmiques (línia de punts) en comparació al mateix cas sense tenir en compte la convecció (línia contínua).

4.8.4.- Correccions radiatives.

En el vidre, la influència de la radiació com a mecanisme de transmissió de la calor és important a partir dels 300 °C i per temperatures a partir dels 1000 °C aquest mecanisme intervé tant o més que la conducció [Gardon 1956, 1958]. Les temperatures calculades a l'apartat anterior són prou altes en els dos casos com per justificar la consideració dels intercanvis radiatius en els càlculs i, si es fa, s'obtenen les temperatures representades a les Figures 4.8.5 i 4.8.6. En el primer cas, a la capa superficial i en el punt màxim la temperatura calculada és 41 °C inferior a la que s'havia calculat considerant només la conducció. Aquesta diferència es manté pràcticament constant durant tot el refredament i és lògic que sigui així perquè la temperatura és molt aviat inferior a 300 °C. La variació de temperatura representa el 9 % sobre l'augment màxim de temperatura que experimenta la capa superficial de la mostra durant el procés. En el cas corresponent a la Figura 4.8.6 la temperatura de la capa superficial en el punt màxim és 1038 °C, 54 °C per sota de la calculada considerant només la conducció. Durant el refredament la diferència de temperatura s'incrementa fins a 70 °C a l'instant final. Això és degut a que les temperatures durant el refredament són prou altes com per que la radiació influeixi. Les diferències de temperatura en el punt màxim i a l'instant final representen el 10 i el 13 % sobre l'augment màxim de temperatura a la capa superficial.

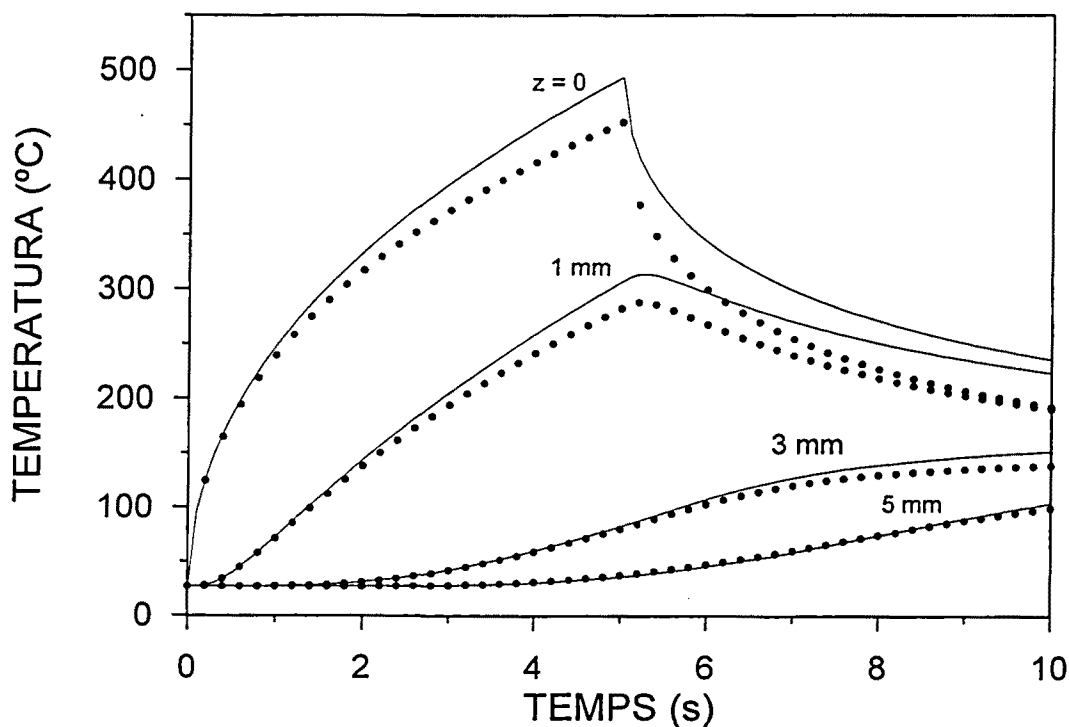


FIGURA 4.8.5.- Distribució de temperatures calculades per una irradiància làser uniforme i constant $E_0 = 46.875 \text{ W/cm}^2$ durant 5 s considerant la conducció, la convecció i la radiació tèrmiques (línia de punts) en comparació a les que s'obtenen considerant només la conducció (línia contínua).

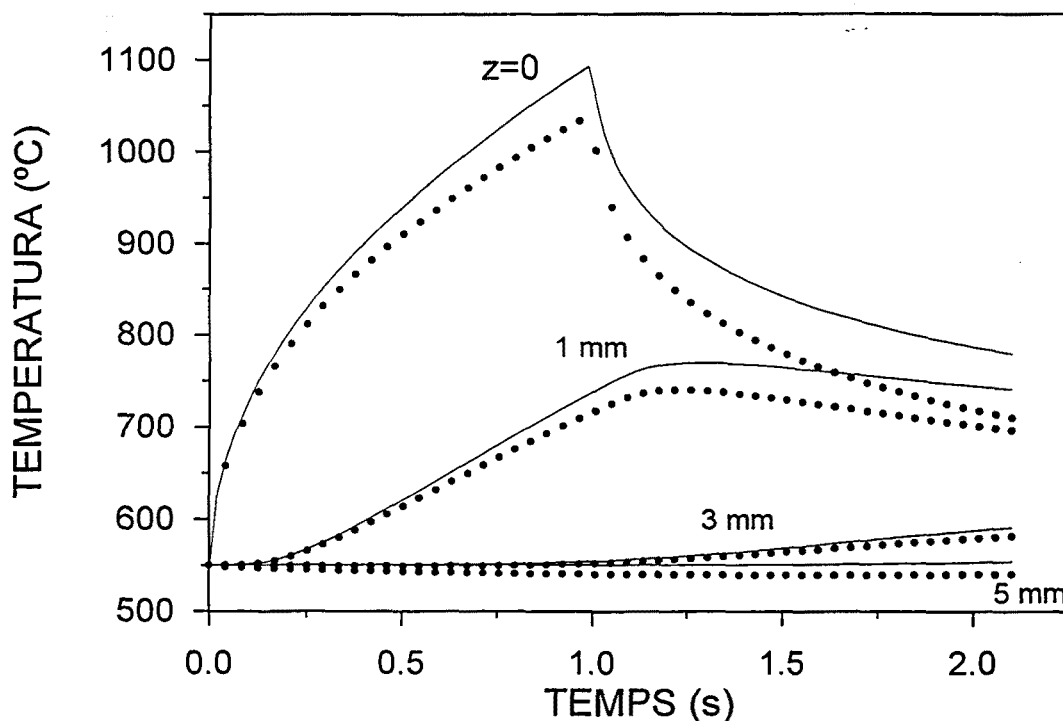


FIGURA 4.8.6.- Distribució de temperatures calculades per una irradiància làser uniforme i constant $E_0 = 150 \text{ W/cm}^2$ durant 1 s considerant la conducció, la convecció i la radiació tèrmiques (línia de punts) en comparació a la que s'obté considerant només la conducció (línia contínua).

Es pot concloure, per tant, que les variacions de temperatura degudes a la radiació són comparativament del mateix ordre que les degudes a la convecció, i que la conducció és el mecanisme que domina el procés tèrmic en els dos casos estudiats. En els experiments de poliment passarà el mateix ja que, en tots ells, el temps durant el qual les mostres es troben a temperatures altes ($\sim 1000 \text{ }^\circ\text{C}$) és relativament curt.

4.8.5.- Irradiància làser depenent del temps.

En les simulacions presentades fins ara la irradiància làser sobre les mostres ha estat constant i uniforme. En tots els casos s'observen ritmes d'escalfament i refredament molt grans sobretot en els primers instants de temps i a les capes superficials. A la Figura 4.8.7 es representen aquestes ritmes a les profunditats $z = 0$ i $z = 0.5 \text{ mm}$ calculades a partir de les temperatures representades a la Figura 4.8.4. El valor dels ritmes d'escalfament i refredament es pot suavitzar fent que la irradiància làser augmenti i disminueixi progressivament en el temps com passa amb les irradiàncies que es representen a la Figura 4.8.8. En ambdós casos l'energia total aportada pel làser a la mostra és de 150 J/cm^2 , els mateixos que en el cas representat a la Figura 4.8.4. Les temperatures representades a les Figures 4.8.9 i 4.8.10 mostren els resultats obtinguts per aquestes irradiacions. El

procés tèrmic és més lent i els ritmes d'escalfament i refredament també. Els càlculs han estat fets considerant només la conducció.

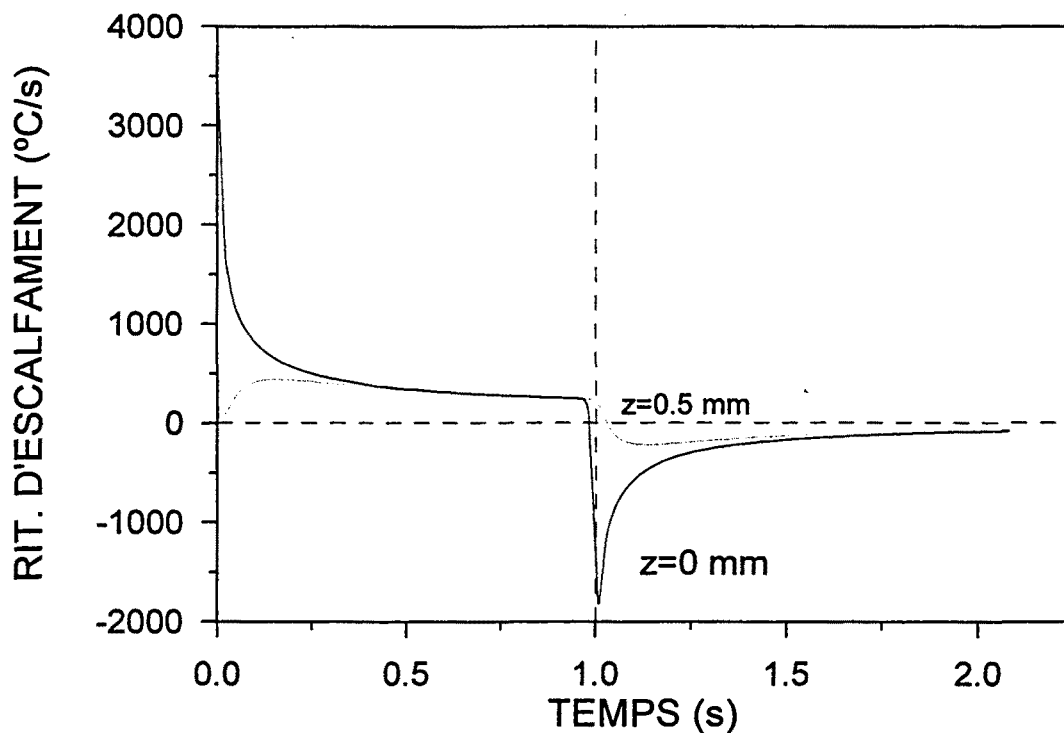


FIGURA 4.8.7.- Ritme d'escalfament i refredament per una mostra irradiada amb 150 W/cm² uniformes durant 1 s.

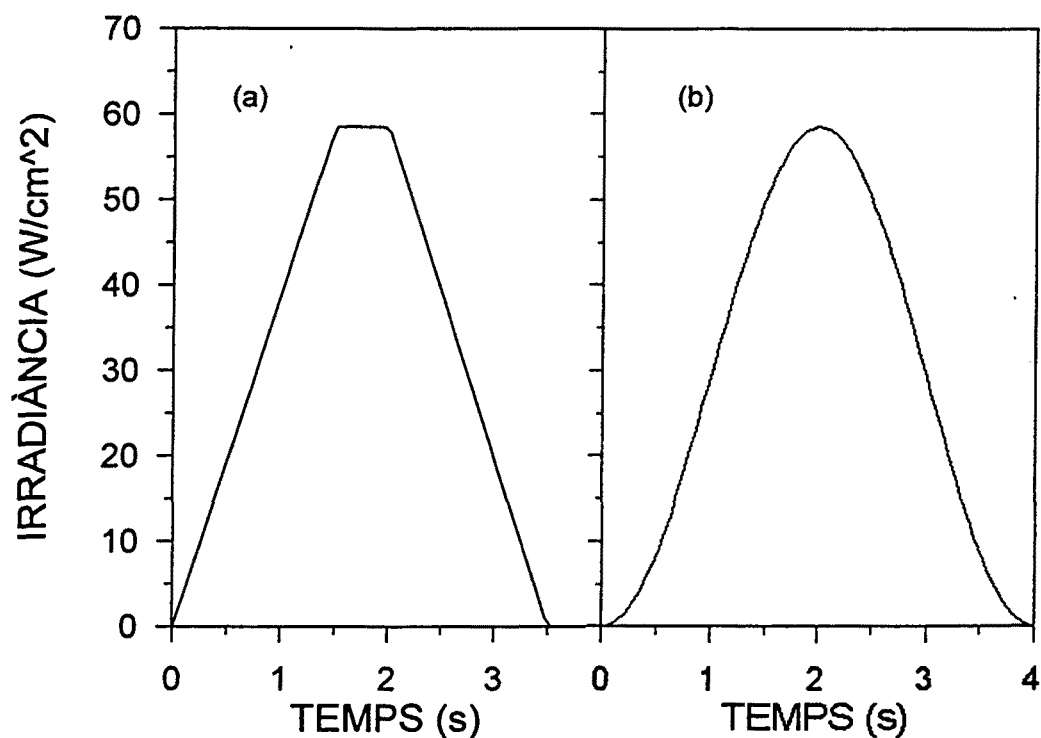


FIGURA 4.8.8.- Irradiància làser depenent del temps. (a) Rampes lineals inicial i final. (b) $E(t) = E_0 \cdot \sin^2(\pi t/\tau)$.

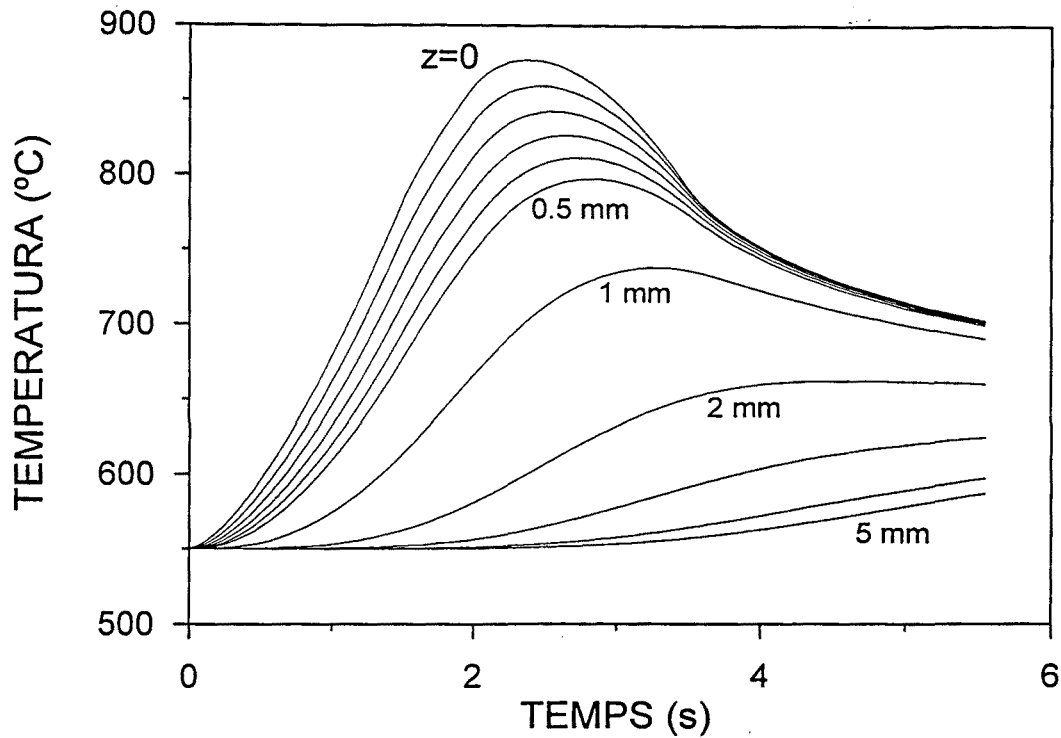


FIGURA 4.8.9.- Temperatures calculades amb la irradiància 4.8.8 (a).

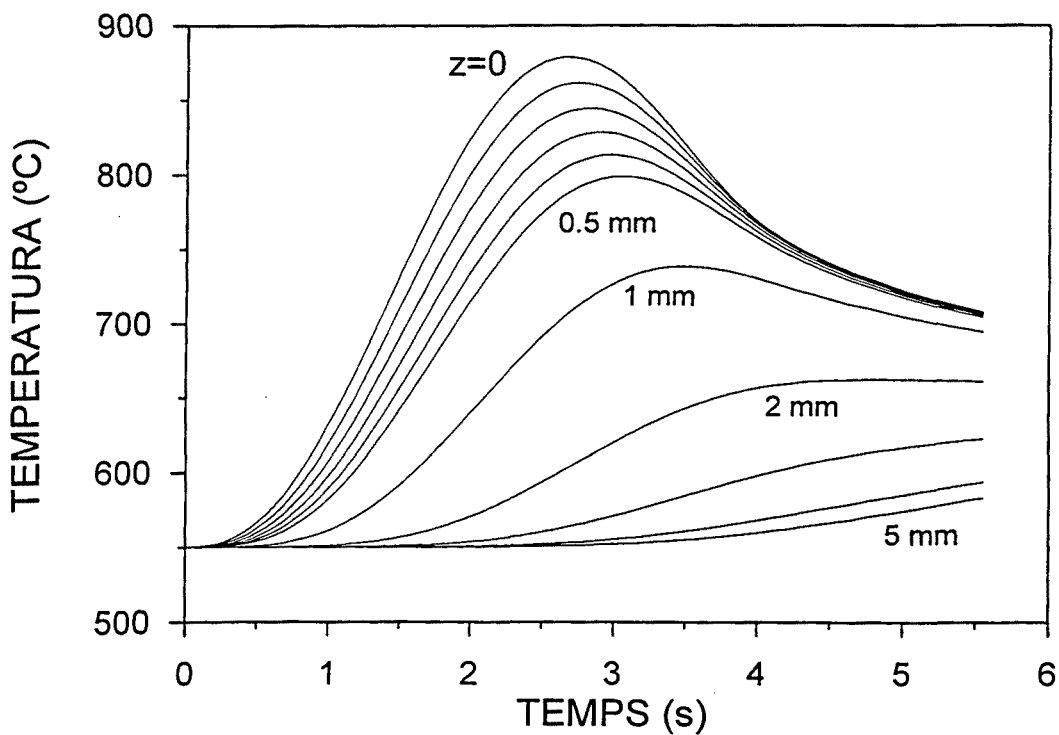


FIGURA 4.8.10.- Temperatures calculades amb la irradiància 4.8.8 (b).

D'acord amb el que s'ha discutit als apartats 3.2 i 4.1 les variacions brusques de temperatura no afavoreixen el procés de poliment, per això en els experiments, la irradiància làser sobre cada punt de la mostra es fa dependre

del temps de manera similar a les representades a la Figura 4.8.8. Per un altre cantó, el programa de simulació 1D permet considerar la dependència temporal de la irradiància làser sense cap complicació.

4.8.6.- Irradiància làser deguda a possibles mètodes d'integració del feix.

Com ja s'ha dit en capítols anteriors, per polir vidre amb èxit es requereix que la irradiància del feix làser sigui uniforme. La uniformització del feix és un problema associat a moltes altres aplicacions del làser i està àmpliament estudiat. Es pot uniformitzar el feix actuant sobre la polarització del feix [Simmons et. al. 1974], amb xarxes de difracció [Duparré et. al. 1995], amb filtres adequats [Dew et. al. 1992], amb miralls poligonals girant ràpidament [Arimoto et. al. 1991], conduint el feix amb guies d'ona [Iwasaki et. al. 1990], i amb elements d'òptica refractiva [Ji et. al. 1995] o reflectiva [Dickey et. al. 1988, Armengol et. al. 1997, Laguarda et. al. 1994 i 1996, Vega et. al. 1998]. En aquest darrer camp s'han fet alguns estudis importants dins del projecte de recerca en el que s'emmarca aquesta tesi, que s'explicaran amb més detall al Capítol 6 de resultats. Per un cantó s'ha aconseguit un feix integrat mitjançant un mirall multifacetat que es fa oscil·lar lleugerament amb el que s'irradien superfícies de 80 mm² aproximadament [Laguarda et. al. 1994]. Per un altre cantó i per tal de poder irradiar superfícies més grans (>5000 mm²) s'ha desenvolupat la nova tècnica de la integració activa [Armengol et. al. 1997, Vega et. al. 1998] que consisteix, a grans trets, en modificar la forma del feix per obtenir un feix rectangular quasi uniforme amb el que s'escombra la superfície de la mostra.

Fruit dels diferents mètodes d'integració del feix, la irradiància làser sobre un punt de la mostra varia amb el temps d'acord amb les gràfiques de la Figura 4.8.11 on (a) correspon a una irradiació polsada (mirall poligonal), (b) a una irradiació sinusoidal (mirall facetat oscil·lant) i (c) al cas de la integració activa. Ja s'ha vist a l'apartat anterior que el model 1D permet contemplar la dependència temporal de la irradiància làser, que en els tres casos és una dependència periòdica. L'única condició necessària és que el període sigui prou gran en comparació a l'interval de discretització temporal Δt . Aquest interval es pot fer tant petit com es vulgui a base d'augmentar el temps de càlcul i la magnitud d'aquest temps és, si per cas, l'únic problema que hi hauria per fer el càlcul de temperatura amb les irradiàncies de la Figura 4.8.11.

A la Figura 4.8.12 hi ha les gràfiques de temperatura corresponents a una irradiació polsada amb les característiques apuntades a la Figura 4.8.11 (a) i es comparen amb les corresponents a una irradiació contínua on la quantitat total d'energia aportada pel làser és la mateixa que la del cas polsat. Per cada pols làser (Figura 4.8.12 (b)), la temperatura augmenta i disminueix de manera

similar a com ho feia pels polsos més llargs estudiats als apartats 4.8.2, 3 i 4. Les variacions de temperatura en el temps són importants sobretot a la capa superficial però no arriben a les capes més profundes.

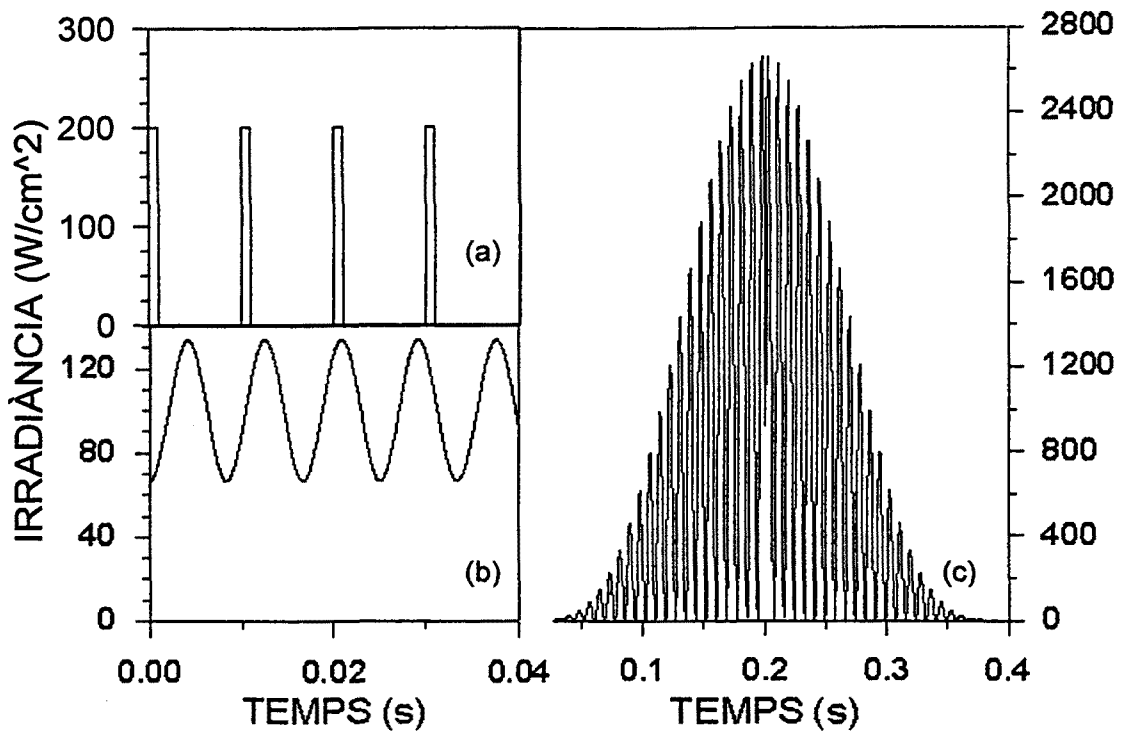
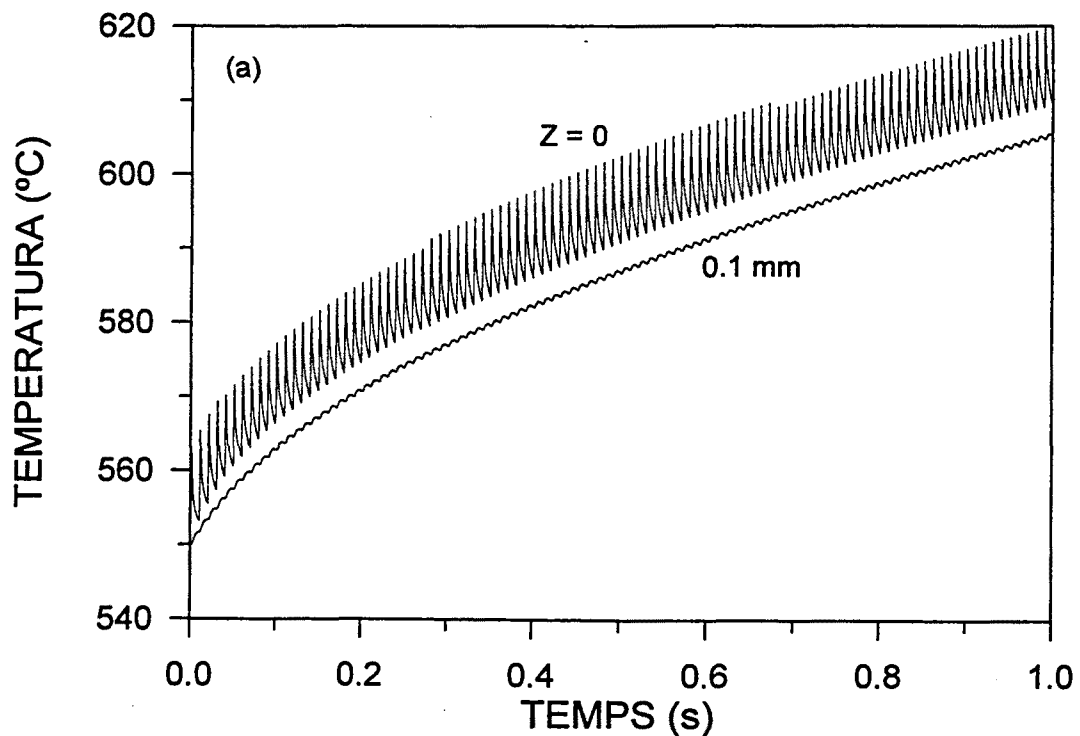


FIGURA 4.8.11.- Irradiàncies làser dependents del temps corresponents a diferents mètodes d'integració del feix làser.



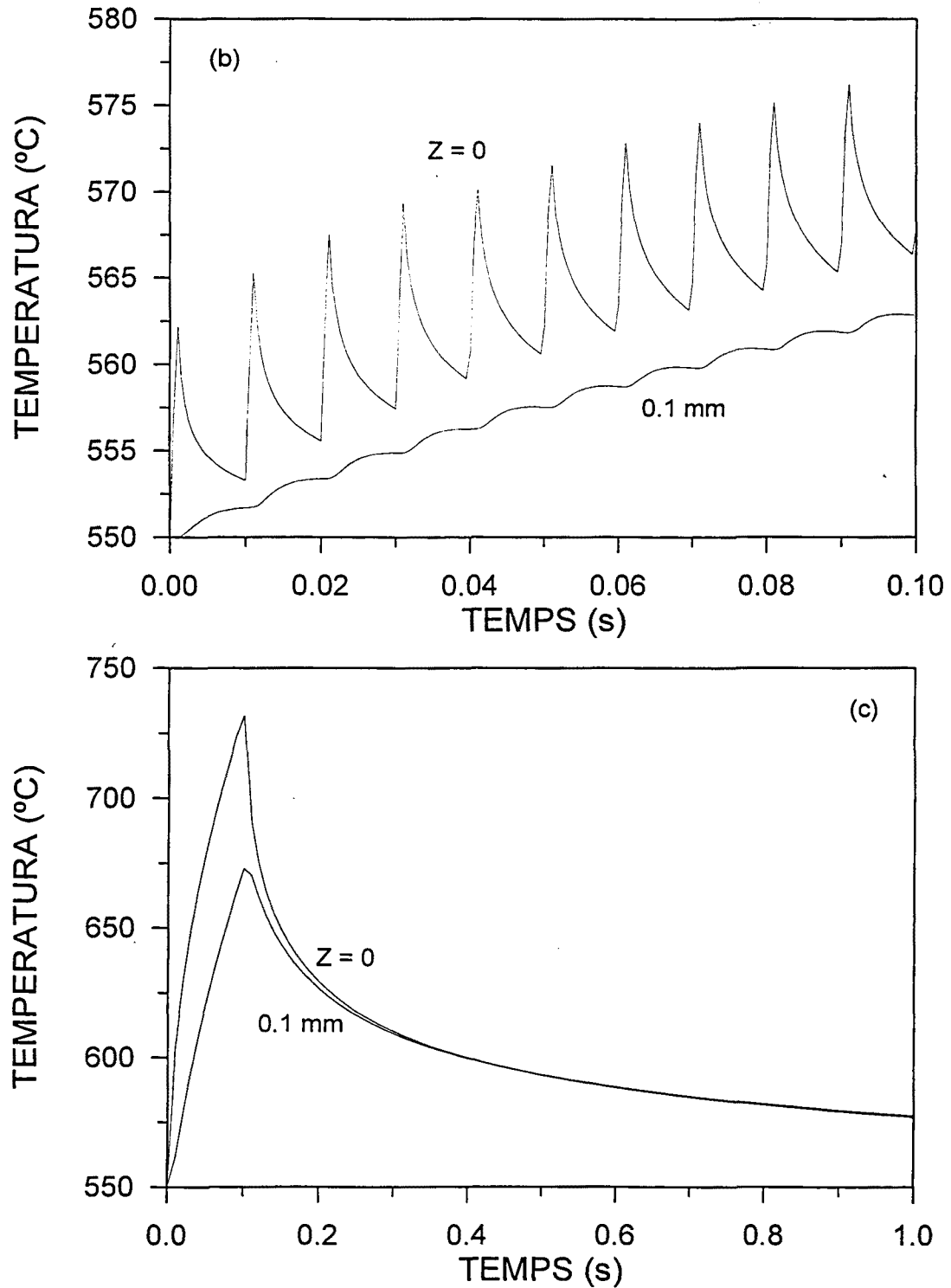


FIGURA 4.8.12.- (a) Temperatures calculades en el cas de la irradiació polsada representada a la Figura 4.8.11 (a). (b) Zoom. (c) Temperatures calculades per una irradiació contínua on la quantitat total d'energia aportada pel làser és la mateixa que en el cas polsat.

Les gràfiques de la Figura 4.8.13 corresponen a les temperatures calculades en el cas d'una irradiació sinusoidal de freqüències $\nu = 60 \text{ Hz}$ i $\nu = 6 \text{ Hz}$. Quan la freqüència és gran, les variacions de temperatura en el temps es

noten sobretot a la capa superficial i per la freqüència més petita les variacions de temperatura s'aprecien també a una certa profunditat ja que hi ha més temps per la transmissió de calor.

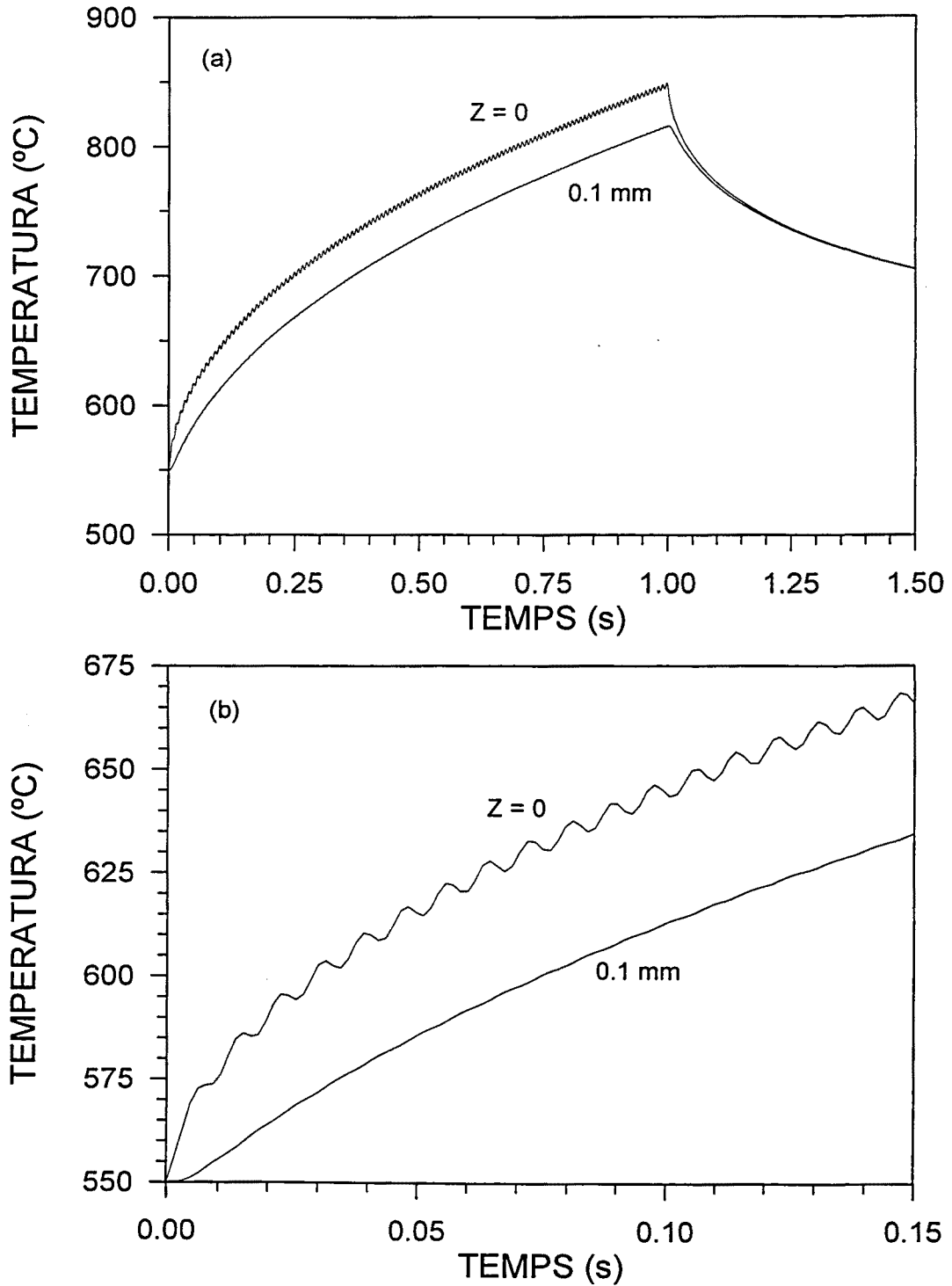


FIGURA 4.8.13.- Temperatures calculades per la irradiància sinusoidal de la Figura 4.8.11 (b) amb freqüència $\nu = 60 \text{ Hz}$ (a). Zoom (b).

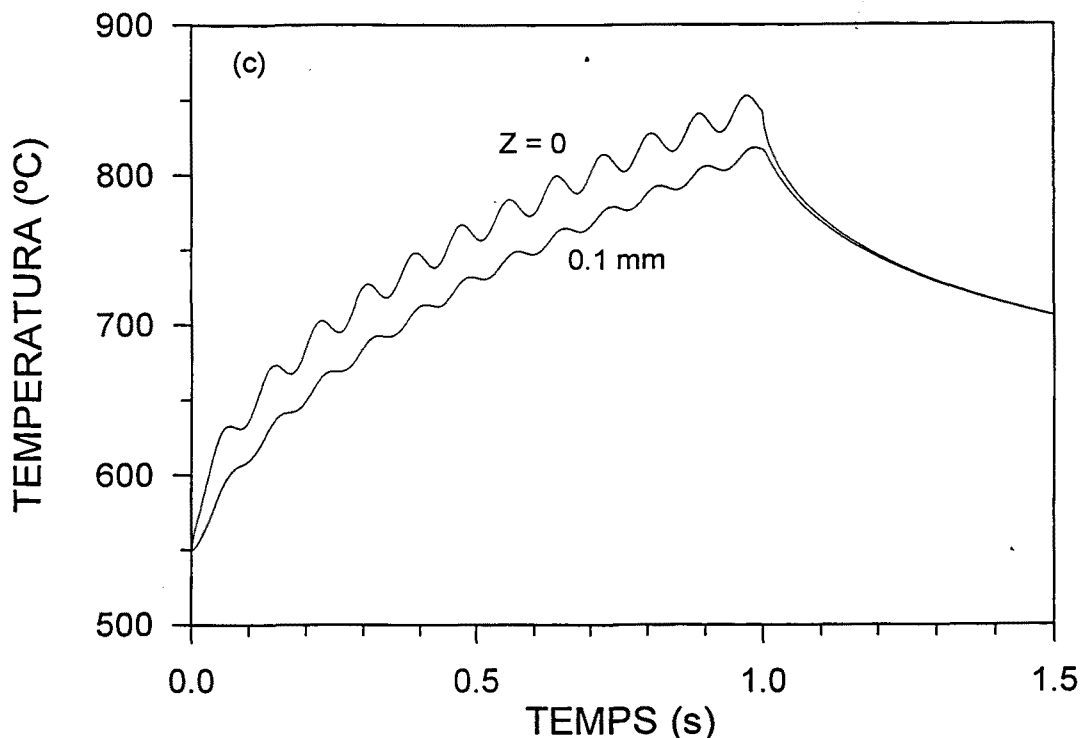


FIGURA 4.8.13.- (c) Temperatures calculades per una irradiància sinusoidal com l'anterior, però amb $\nu = 6 \text{ Hz}$.

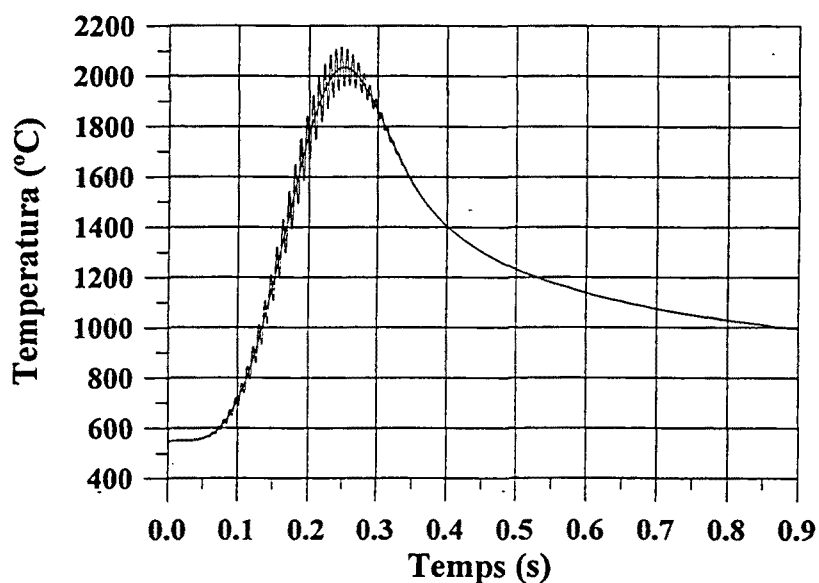


FIGURA 4.8.14.- Temperatures corresponents al cas de la integració activa amb una irradiància sobre cada punt de la superfície de la mostra que varia en funció del temps d'acord amb la Figura 4.8.11 (c).

La irradiància de la Figura 4.8.11 (c) correspon al mètode de la integració activa, que és el que s'ha aplicat en els experiments d'irradiació descrits en el Capítol 6. És un cas, doncs, especialment interessant que tornarà a ser citat més endavant. La irradiància considerada aquí té un valor màxim

molt més gran que el de les altres irradiàncies periòdiques de la Figura 4.8.11 i també més gran que el corresponent als experiments reals d'irradiació del Capítol 6, la seva freqüència és de 60 Hz, i les temperatures calculades amb ella són les de la Figura 4.8.14.

4.9.- Anàlisi dels resultats obtinguts amb el model 3D.

L'objectiu d'aquest apartat és, per un cantó, comparar resultats obtinguts amb els models 3D i 1D per tal de veure quina és la influència de la conducció lateral, i per l'altre, presentar alguns resultats obtinguts amb el model 3D per irradiàncies làser no uniformes. L'anàlisi de les condicions en les que es fa el càlcul de temperatura en el model 3D, com serien la mida dels elements finits o dels intervals de temps utilitzats es troba feta amb molt detall en altres treballs de recerca [García-Beltrán 1996]. Tal com passa en el cas 1D, les temperatures calculades amb el model 3D depenen de la mida dels elements de volum considerats. En els treballs citats es mostra com variant el gruix Δz dels elements de volum es troben diferències de fins a 20 °C en les temperatures màximes obtingudes pel vidre. Per aquest motiu, els resultats 3D que es comparen amb els 1D estan calculats amb gruixos Δz de l'ordre de 20 μm , que és el valor utilitzat en els càlculs 1D.

A la Figura 4.9.1 s'hi representa el mapa de temperatures a la superfície d'una mostra de vidre per una irradiació constant i uniforme d'irradiància $E_0 = 235 \text{ W/cm}^2$. Les dimensions del feix sobre la mostra, que en el càlcul 3D s'han de tenir en compte, són de 9 mm X 9 mm. La temperatura inicial és $T_0 = 350 \text{ °C}$ i el mapa correspon a l'instant $t = 0,5 \text{ s}$, just al final de la irradiació. A les Figures 4.9.2 (a) i (b) es presenten, respectivament, les temperatures en funció de z i t corresponents a aquest mateix cas, calculades amb els models 1D i 3D. Les temperatures representades a la gràfica (b) corresponen al punt central de la superfície irradiada pel feix. Si es comparen els valors de les temperatures 1D i 3D, s'observa que són pràcticament iguals tant a la capa superficial com en profunditat. No són, però, exactament iguals. Les temperatures 1D són uns 10 °C superiors a les 3D. La diferència és deguda sobretot al mètode de càlcul i no a la conducció lateral que, tal com mostra la Figura 4.9.1 és relativament poc important en aquest cas.

Quan la calor es propaga per conducció en un material, la distància x recorreguda pel front tèrmic en un temps t ve donada per l'expressió $x = (4kt)^{1/2}$ (veure apartat 4.4.8) on k és la difusivitat tèrmica del material. Considerant que l'experiment simulat a les Figures 4.9.1. i 4.9.2 es fa sobre vidre crown B-270 i que la irradiació dura un temps $\tau = 0.5 \text{ s}$, la distància recorreguda resulta $x = 1.3 \text{ mm}$ que és petita en comparació amb les dimensions del feix. Per això, la influència de la conducció lateral no és molt gran.

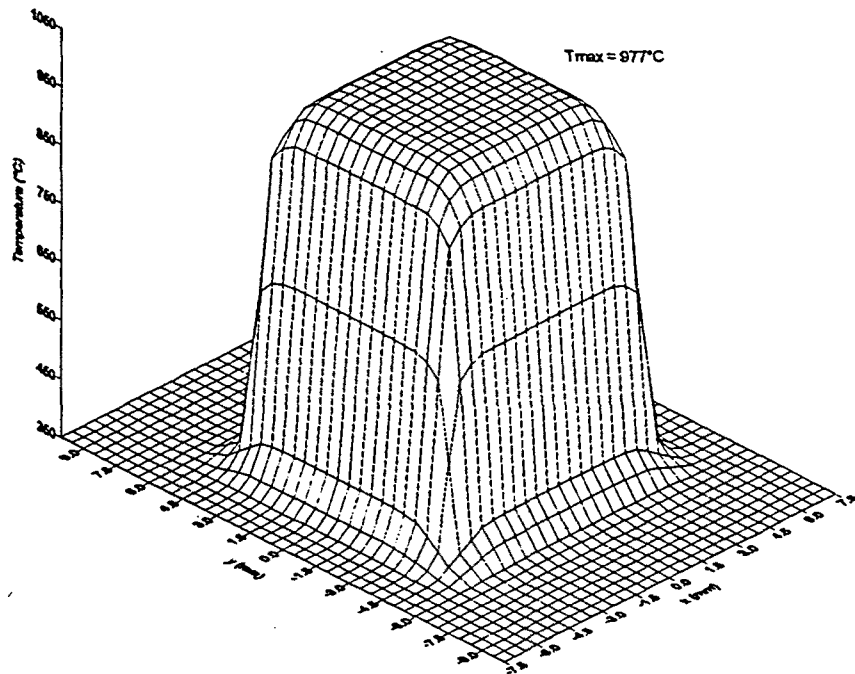
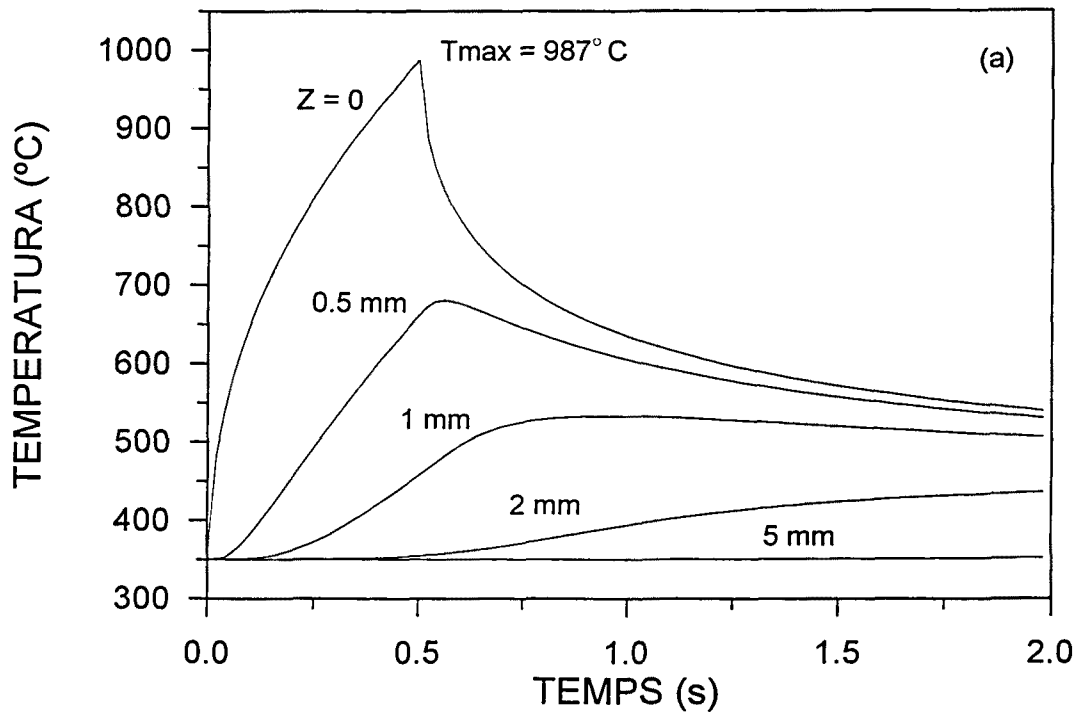


FIGURA 4.9.1.- Temperatures a $z = 0$ en una mostra de vidre amb temperatura inicial $T_0 = 350^{\circ}\text{C}$, irradiada amb un feix de $9 \times 9 \text{ mm}^2$ i irradiància $E_0 = 235 \text{ W/cm}^2$, corresponents a l'instant $t = 0.5 \text{ s}$.



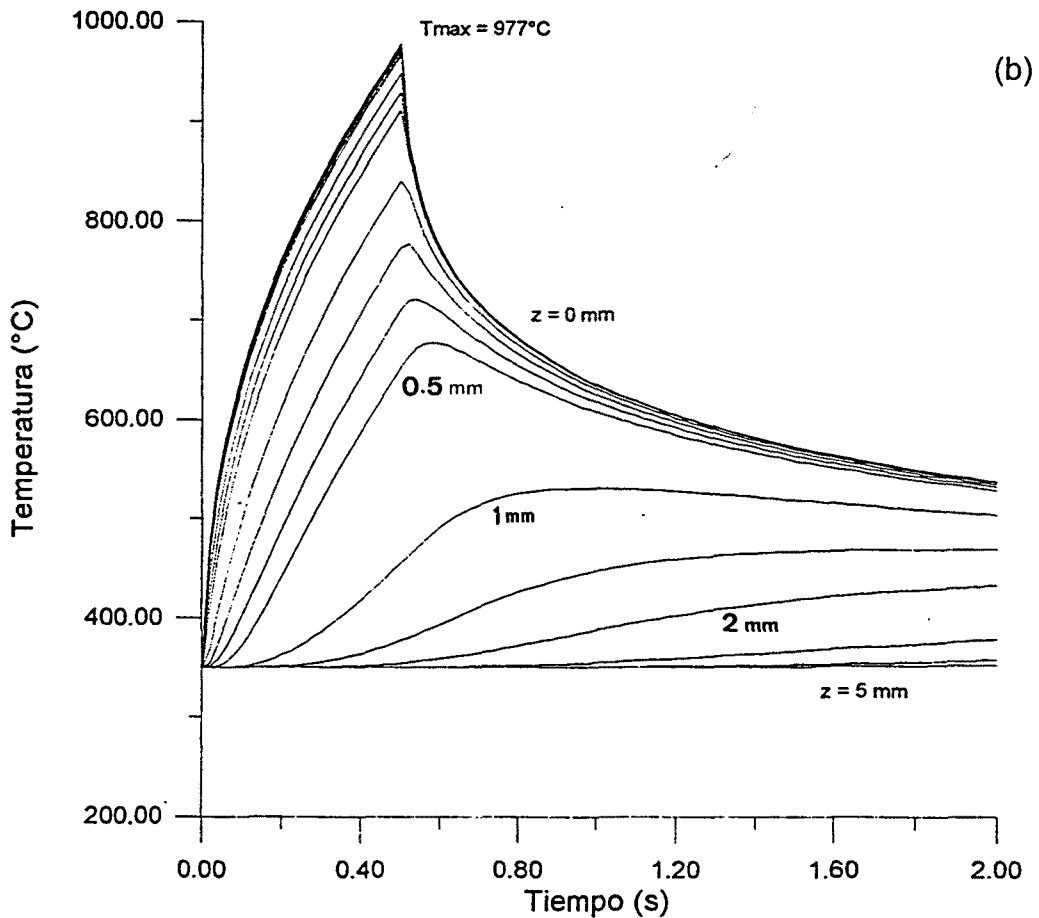


FIGURA 4.9.2.- Distribució de temperatures en funció del temps per diferents profunditats calculades amb les condicions d'irradiació descrites a la Figura 4.9.1 mitjançant el model 1D (a) i el model 3D (b).

A la Figura 4.9.3 s'hi representa el mapa de temperatura a la superfície d'una mostra de vidre B-270 amb temperatura inicial $T_0 = 550$ °C, sotmesa a una irradiació constant i uniforme d'irradiància $E_0 = 50$ W/cm² durant un temps $\tau = 6$ s. Les dimensions del feix tornen a ser de 9X9 mm² i el mapa tèrmic correspon a l'instant final de la irradiació $t = 6$ s.

A la Figura 4.9.4 (a) i (b) hi ha les gràfiques corresponents a les temperatures en funció del temps i per diferents profunditats calculades amb els models 1D i 3D respectivament, per les mateixes condicions d'irradiació descrites a la Figura 4.9.3. En aquest cas, els resultats 3D són clarament inferiors sigui quina sigui la mida dels elements de volum utilitzats en els càlculs. Això és degut, sens dubte, a la conducció lateral que, tal com mostra la Figura 4.9.3, té una incidència molt marcada en aquest experiment. En efecte, el temps d'irradiació és llarg i la distància recorreguda pel front tèrmic esdevé $x = 4.8$ mm suficientment gran en comparació amb les dimensions del feix.

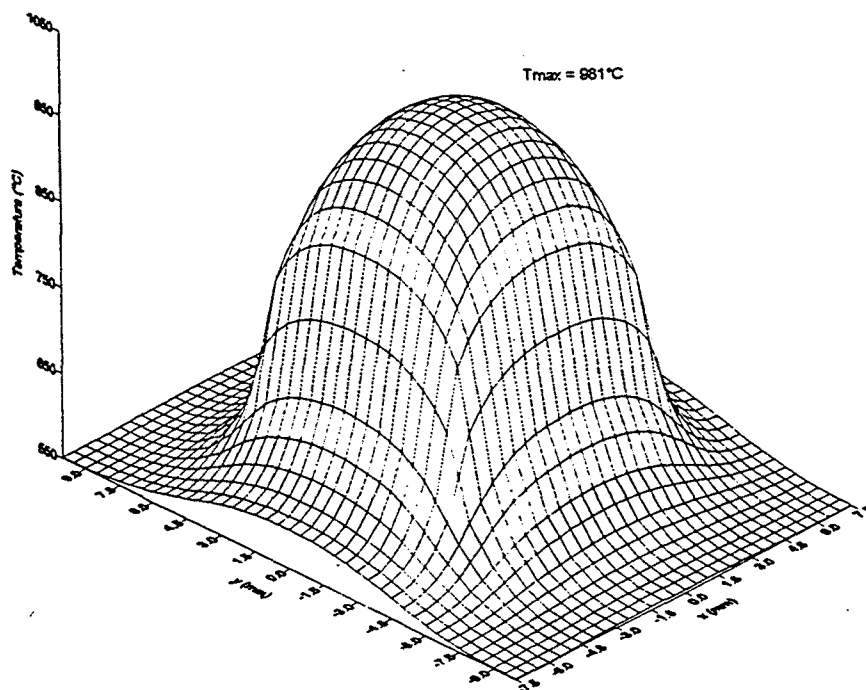
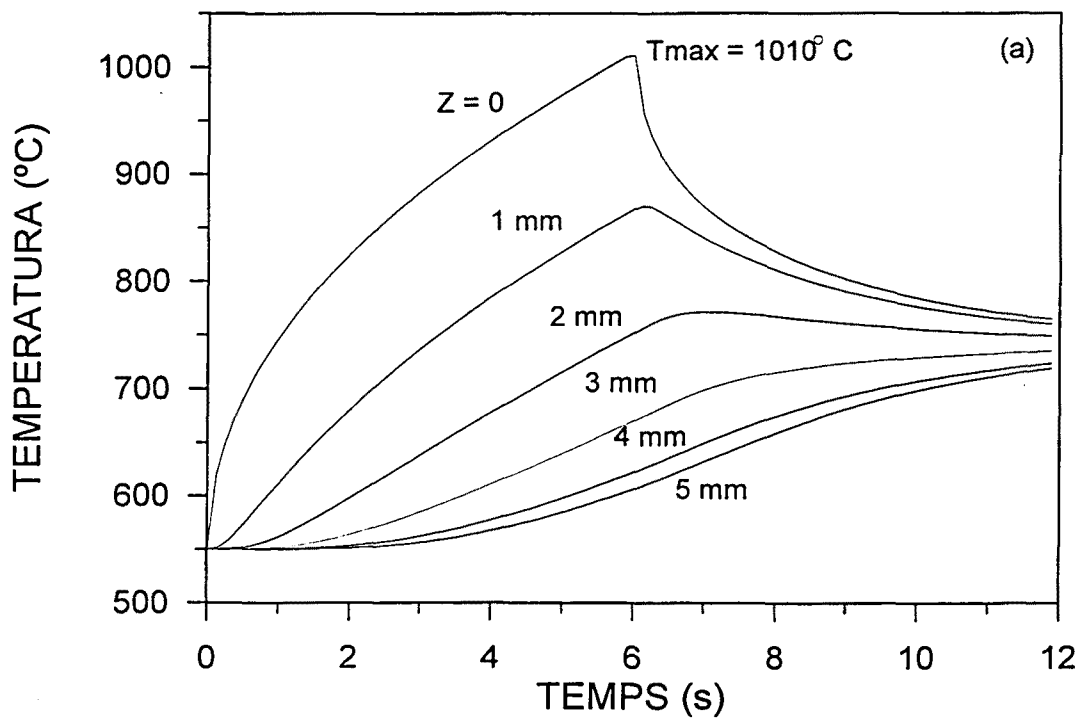


FIGURA 4.9.3.- Temperatures a $z = 0$ en una mostra de vidre amb temperatura inicial $T_0 = 550^{\circ}\text{C}$ irradiada amb un feix de $9 \times 9 \text{ mm}^2$ i irradiància $E_0 = 50 \text{ W/cm}^2$, corresponents a l'instant $t = 6 \text{ s}$.



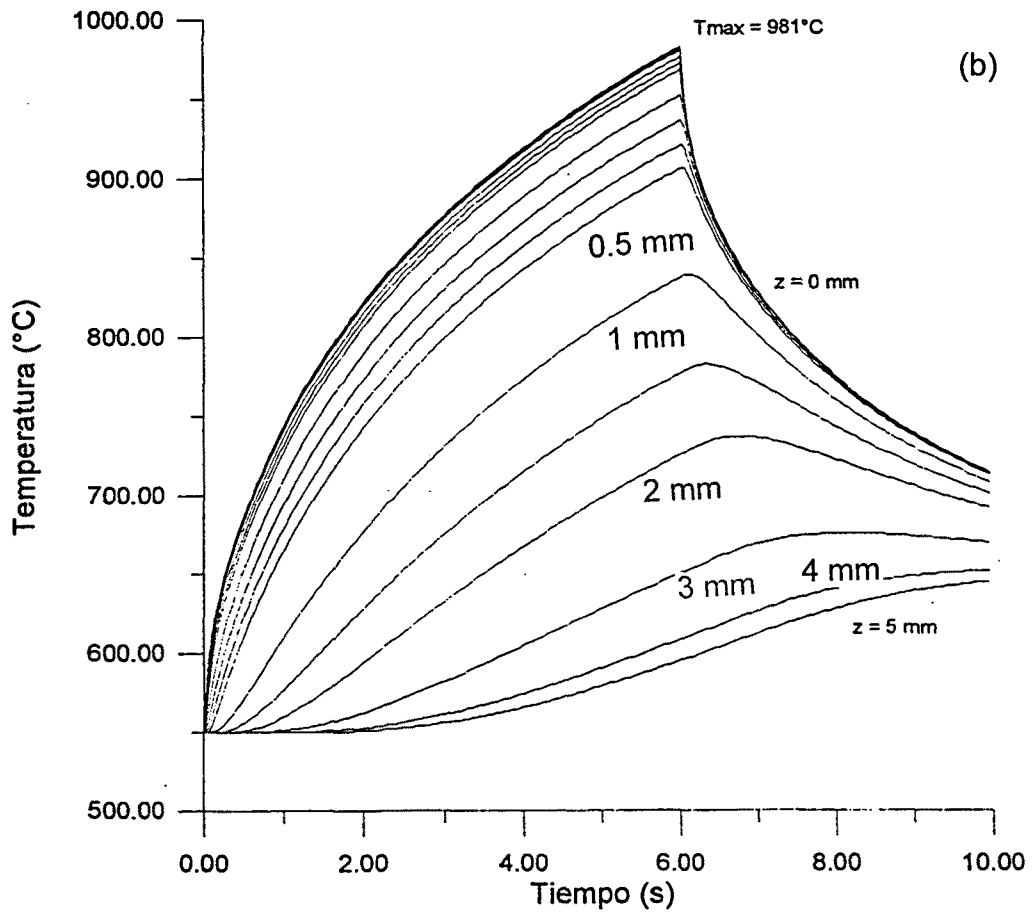


FIGURA 4.9.4.- Distribució de temperatures en funció del temps per diferents profunditats calculades amb les condicions d'irradiació descrites a la Figura 4.9.3 mitjançant el model 1D (a) i el model 3D (b).

Quan el feix té una distribució d'irradiància no uniforme el model 3D esdevé imprescindible per analitzar les temperatures resultants a les mostres irradiades. A la Figura 4.9.5 s'hi ha representat una irradiància no uniforme que és plana respecte a l'eix X i varia sinusoidalment respecte a l'eix Y d'acord amb l'expressió:

$$E(x,y) = E_F + E_0 \sin^2\left(\frac{2\pi}{\lambda} y\right) \quad (4.9.1)$$

on $\lambda = 7.6 \text{ mm}$ i $E_F = E_0 = 66.66 \text{ W/cm}^2$. Les corbes de nivell corresponents a les temperatures calculades a la superfície del vidre amb aquesta irradiància es representen a la Figura 4.9.6 per tres valors successius del temps d'irradiació. Sobre $x = 0$ el perfil de temperatura té una estructura de màxims i mínims que es correspon amb el de la irradiància. L'evolució temporal dels valors de la temperatura en els màxims i en els mínims es representa a la Figura 4.9.7 on es comparen, respectivament, amb les que s'obtindrien amb el model 1D per

irradiàncies $E_1 = E_F = 66.66 \text{ W/cm}^2$ i $E_2 = E_F + E_0 = 133.33 \text{ W/cm}^2$. Les temperatures calculades amb el model 1D per E_1 es mantenen per sota de les calculades amb el model 3D en els punts mínims, les temperatures calculades amb el model 1D per E_2 són superiors a les calculades amb el model 3D en els màxims i la diferència de temperatura augmenta amb el temps. Això demostra, una vegada més, que el paper jugat per la conducció lateral va adquirint rellevància a mesura que passa el temps.

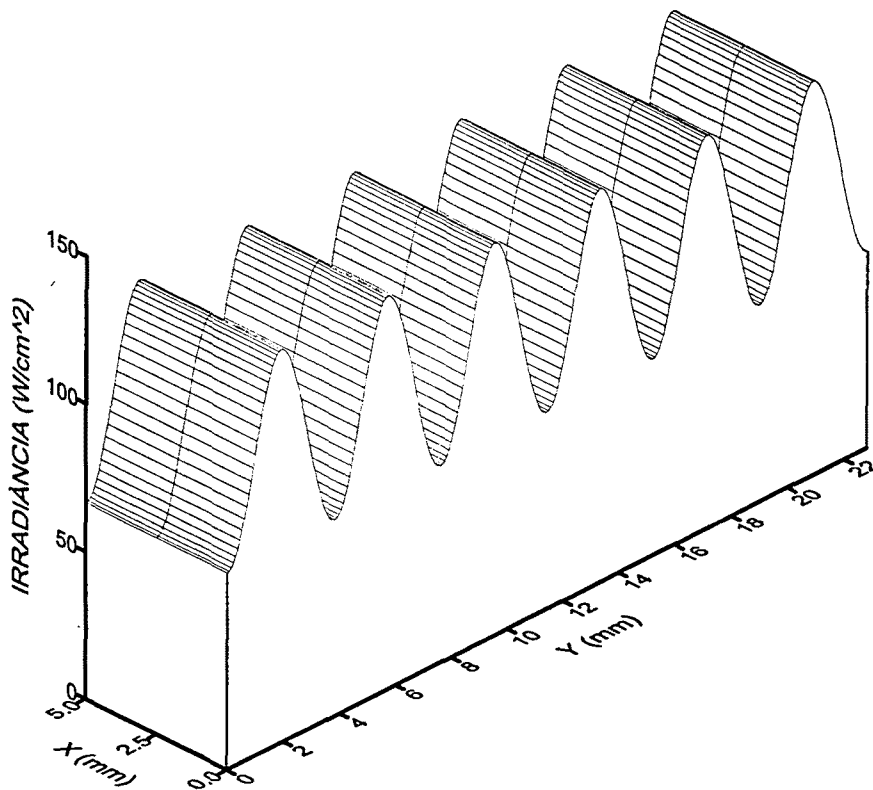
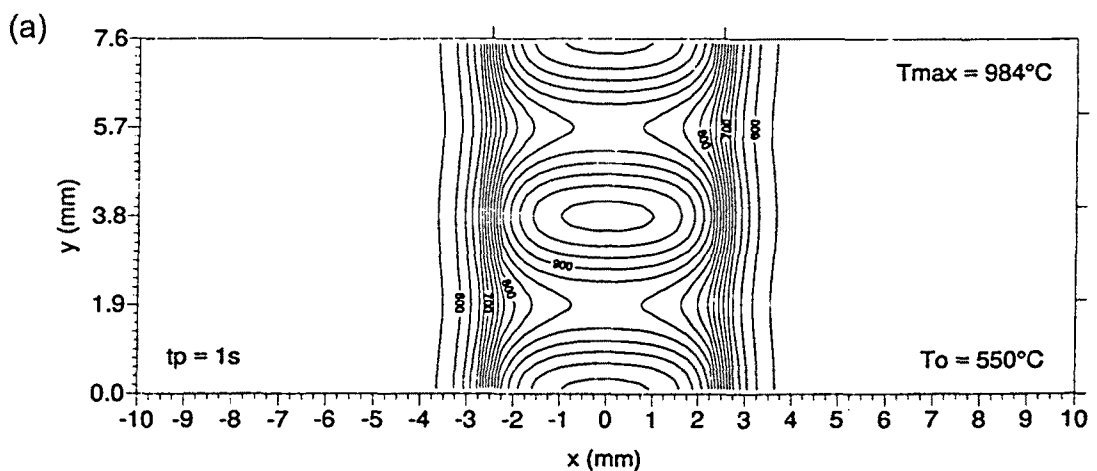


FIGURA 4.9.5.- Irradiància làser no uniforme amb la irradiància $E(x,y)$ descrita a (4.9.1).



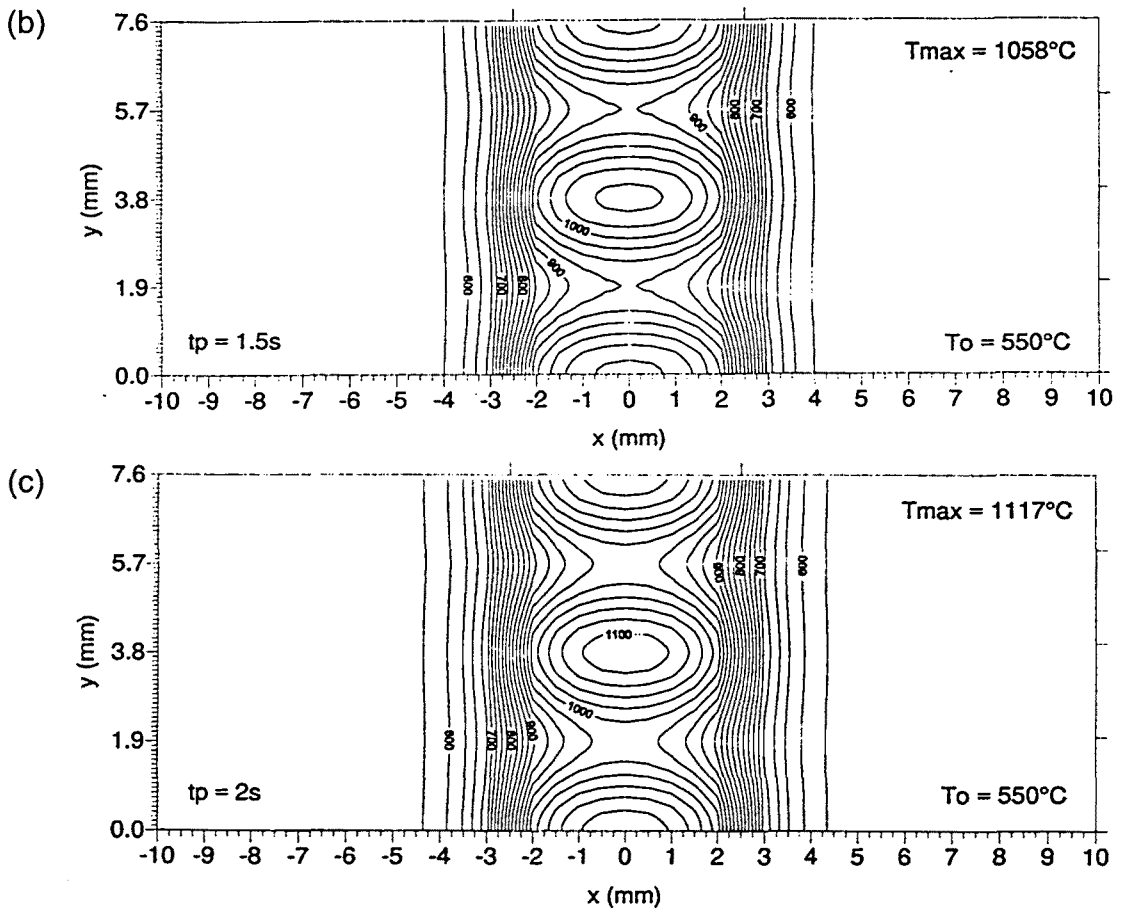


FIGURA 4.9.6.- Corbes de nivell corresponents a les temperatures calculades a la superfície de la mostra amb la irradiància de la Figura 4.9.6 per tres valors successius del temps d'irradiació.

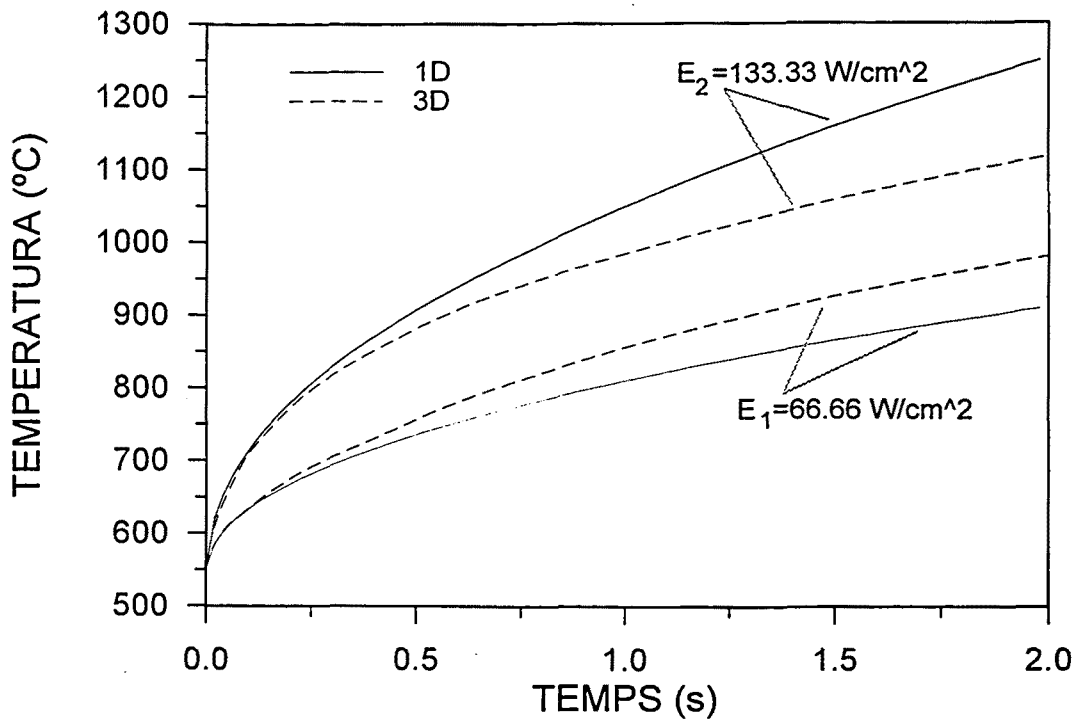


FIGURA 4.9.7.- Evolució temporal dels valors de la temperatura en punts de la superfície de la mostra sobre els que la irradiància és màxima i mínima, obtinguts amb el model 3D en comparació amb els resultats que s'obtidrien amb el model 1D.

Per la irradiació representada a la Figura 4.9.5, la diferència entre la irradiància màxima i mínima és del 50 % respecte al màxim, la diferència de temperatura calculada amb el model 3D és del 30 % respecte al màxim quan $t = 1$ s, i es va mantenint aproximadament a mesura que passa el temps. Amb el model 3D també s'han fet càlculs amb irradiàncies com les de la Figura 4.9.5 per diversos valors de la irradiància mitja i amb diferències entre màxim i mínim que van des del 50 % al 10 % respecte al màxim. Les temperatures calculades mostren diferències pic-vall que són sempre inferiors a les diferències pic-vall en la irradiància, tot i que augmenten quan augmenta el valor de la irradiància mitja.

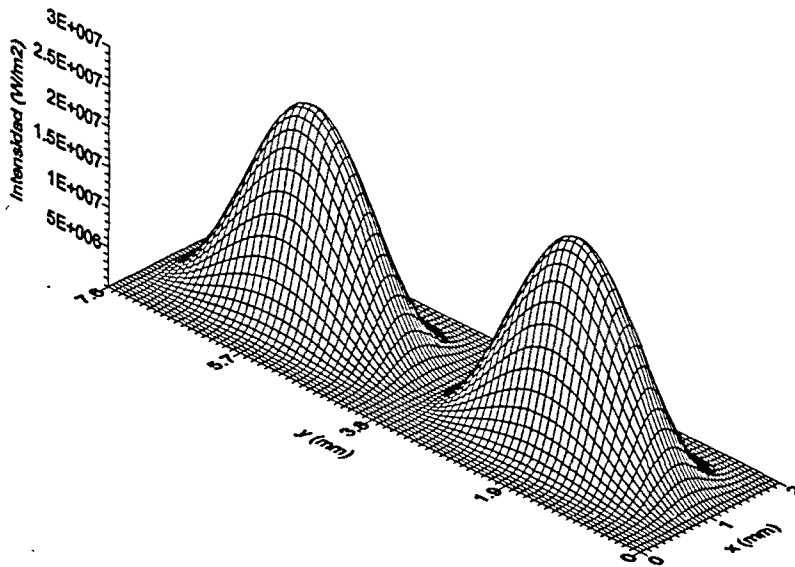


FIGURA 4.9.8.- Irradiància no uniforme corresponent al cas de la integració activa.

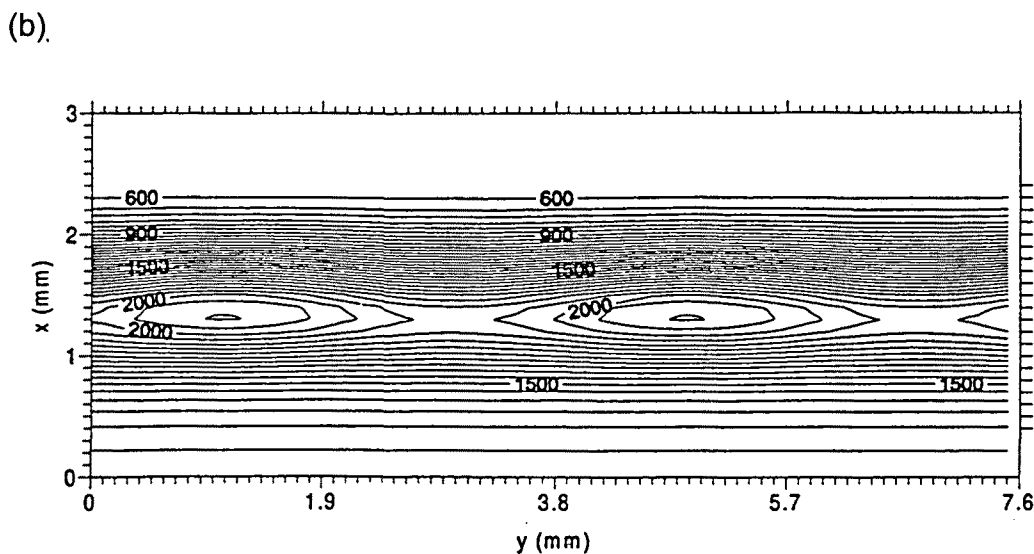
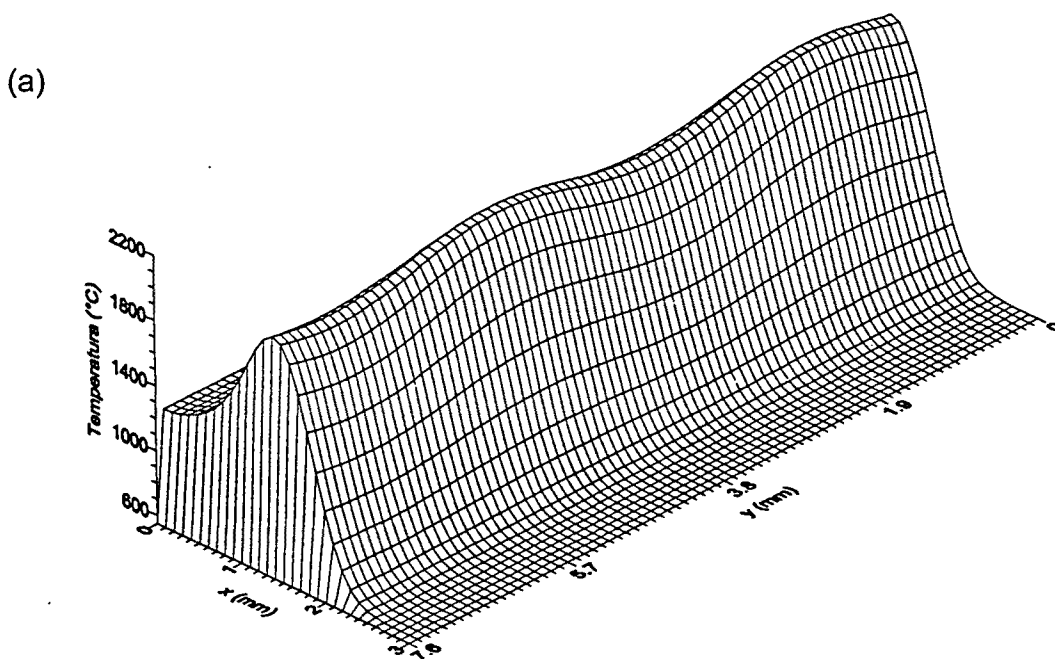
La irradiància representada a la Figura 4.9.8 correspon al cas de la integració activa (veure Capítol 6) quan es fa oscil·lar el patró d'irradiació en la direcció Y mentre s'escombra la mostra amb una certa velocitat v al llarg de l'eix X. L'expressió matemàtica que descriu la irradiància de la Figura 4.9.8, si es consideren l'oscil·lació i el desplaçament descrits, és:

$$E(x,y,t) = E_0 \cdot \sin^2\left(\frac{2\pi}{\lambda}y - 2\pi vt\right) \cdot \sin^4\left(\frac{\pi}{\Delta x}x\right) \quad (4.9.2)$$

per $0 \leq x \leq \Delta x$ i $0 \leq y \leq \Delta y$

on $E_0 = 2666.66 \text{ W/cm}^2$ és la irradiància màxima, $\lambda/2 = 3.8 \text{ mm}$ és la separació entre màxims, $v = 60 \text{ Hz}$ és la freqüència d'oscil·lació en la direcció Y, i $\Delta x = 2 \text{ mm}$ i $\Delta y = 100 \text{ mm}$ són les dimensions del feix. Si en l'expressió (4.9.2) es substitueix $x = v \cdot t$, on $v = 5 \text{ mm/s}$ és la velocitat d'escombrada, per cada valor de y es té una irradiància que varia amb el temps d'acord amb la gràfica de la

Figura 4.8.11 (c). Per tant, els resultats 1D obtinguts amb aquesta irradiància són comparables amb els que s'obtidran amb la irradiància (4.9.2) utilitzant el model 3D. Aquests darrers resultats són els representats a les Figures 4.9.9 (a), (b) i (c) per l'instant $t = 0.5$ s. En (a) i (b) s'hi troben, respectivament, el mapa superficial de temperatures i les corbes isoterms corresponents. En (c) s'hi representa la variació de temperatura en profunditat en el pla $x = 1.3$ mm. La diferència entre els màxims i mínims de temperatura a la superfície de la mostra ($z = 0$) es troba entre 150 i 200 °C. Aquestes diferències són del mateix ordre que les que es troben en les oscil·lacions de temperatura de la Figura 4.8.14 corresponents als càlculs de temperatura fets per aquest mateix cas amb el model 1D. Una vegada més es confirma que quan el temps d'irradiació és relativament curt, la conducció lateral és poc important.



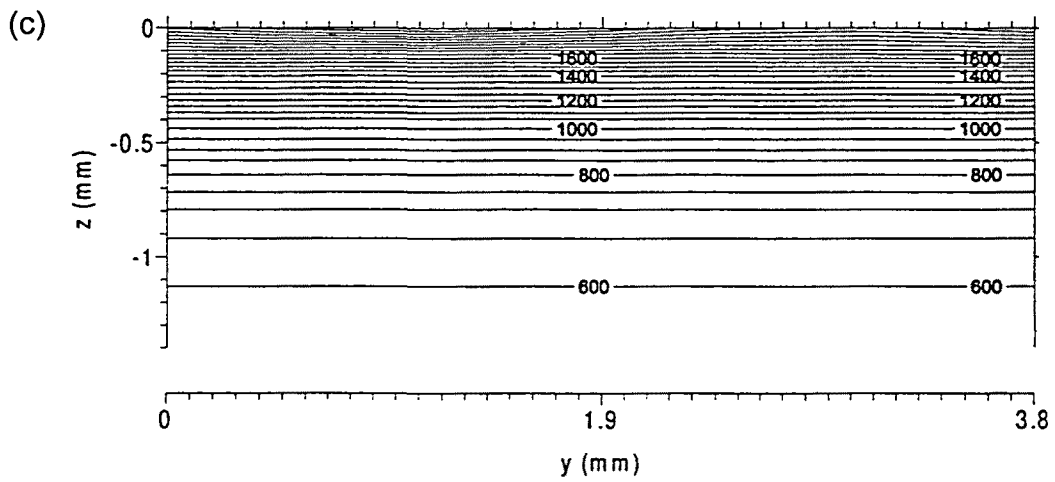


FIGURA 4.9.9.- Temperatures calculades amb el model 3D considerant la irradiància (4.9.2). Totes elles corresponen a l'instant $t = 0.5$ s. (a) Distribució a la superfície; (b) corbes isoterms a la superfície; i (c) corbes isoterms en el pla $x = 1.3$ mm.

5.- SISTEMES DE DETECCIÓ PEL CONTROL TÈRMIC DEL PROCÉS D'IRRADIA- CIÓ SUPERFICIAL.

Per tal de tenir un control a temps real del cicle tèrmic induït a les mostres de vidre durant el procés d'irradiació làser, s'han construït dos sensors electro-òptics. Els sensors capten i mesuren la radiació IR emesa, respectivament, per la superfície i per tot el volum de les mostres, tant en la fase d'escalfament mentre són irradiades, com en la fase de refredament. Amb el primer sensor es determina de manera immediata la temperatura superficial. Amb el segon es pot deduir la distribució de temperatures en profunditat per comparació amb el model teòric explicat al Capítol 4.

La TAULA 4.1 del Capítol 4 mostra que el vidre es comporta com un material semitransparent per longituds d'ona $\lambda < 5 \mu\text{m}$ i com un material pràcticament absorbent per $\lambda \geq 5 \mu\text{m}$. Per tant, la radiació emesa per una mostra de vidre amb longituds d'ona grans ($\lambda \geq 5 \mu\text{m}$) procedeix exclusivament d'una capa superficial molt prima, mentre que la radiació amb longituds d'ona més petites ($\lambda < 5 \mu\text{m}$) procedeix de tot el volum de la mostra. Com que la radiació IR només depèn de la temperatura de l'emissor, el sensor amb el qual es determina la temperatura superficial ha de ser sensible a longituds d'ona $\lambda \geq 5 \mu\text{m}$ i el sensor amb el que es determina la distribució en profunditat ho ha de ser a $\lambda < 5 \mu\text{m}$.

A l'apartat 5.1 d'aquest capítol es fa una breu explicació de què és un sensor electro-òptic i es comparen les característiques dels sensors construïts amb les dels sensors disponibles comercialment. A l'apartat 5.2 es descriu detalladament el sensor sensible a longituds d'ona superiors a 5 μm . Com que l'element bàsic d'aquest sensor és un detector piroelèctric, serà citat a partir d'aquí com a sensor piroelèctric. A l'apartat 5.3 es descriu el segon sensor, sensible a longituds d'ona inferiors a 5 μm . Com que el seu funcionament es basa en un detector de PbSe, es citarà amb el nom de sensor de seleniur de plom.

5.1.- Sensors electro-òptics. Trets generals.

L'objectiu d'un sensor electro-òptic és la conversió d'una signatura òptica, o radiació electromagnètica que emet una font, en aquest cas la mostra, en un senyal elèctric. Els components d'un sensor s'agrupen en tres categories [Chantry 1984, Pinson 1985].

1. *Òptica*, que inclou tots els elements òptics (miralls, lents, filtres, diafragmes, etc) i la col·locació física d'aquests elements en el suport mecànic del sensor.
2. *Fotodetector*, que inclou com a part essencial un o més detectors fotosensitius i, com a complements, un dispositiu de preamplificació i, si cal, el mecanisme de refrigeració del detector.
3. *Electrònica*, que inclou el processat electrònic del senyal.

A la sortida d'un sensor s'obté sempre un senyal DC que es pot mesurar en Volts o Ampers. La Figura 5.1.1 mostra l'esquema corresponent a un experiment de detecció de radiació mitjançant un sensor electro-òptic on apareix, a més de les tres categories descrites, un modulador de la radiació incident que, com es veurà més endavant, és necessari en molts casos. La missió del modulador és fer que o bé l'amplitud o bé la fase de la radiació que prové de la font, variïn periòdicament amb el temps.

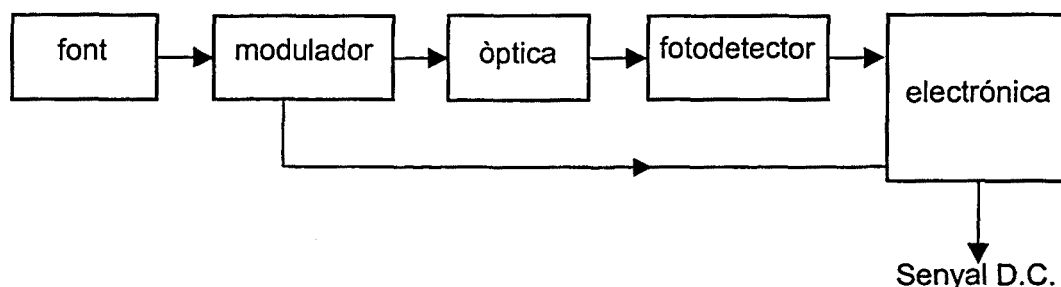


FIGURA 5.1.1.- Esquema d'un experiment de detecció amb un sensor electro-òptic.

Tot experiment de detecció comporta la presència de soroll, això vol dir senyal existent en el sensor que no ha estat originat per la radiació que es vol mesurar. El soroll pot tenir dues causes. Quan sobre el sensor arriba radiació que no prové de la font, s'origina soroll. El propi procés de transducció i el processat electrònic del senyal també originen soroll.

5.1.1.- Detectors fotosensitius.

El detector òptic o fotosensitiu és l'element transductor, essencial en qualsevol sensor electro-òptic, i la seva missió és convertir l'energia de la radiació electromagnètica que incideix sobre ell en un paràmetre mesurable. Típicament aquest paràmetre és una quantitat elèctrica com la intensitat de corrent, el voltatge, la conductivitat, la capacitat o la resistència. La relació entre el flux incident i el senyal elèctric de sortida és lineal en una zona, que en general abasta molts ordres de magnitud, anomenada *rang lineal dinàmic* (Figura 5.1.2). El límit inferior del rang dinàmic el determina el soroll, i el límit superior la saturació.

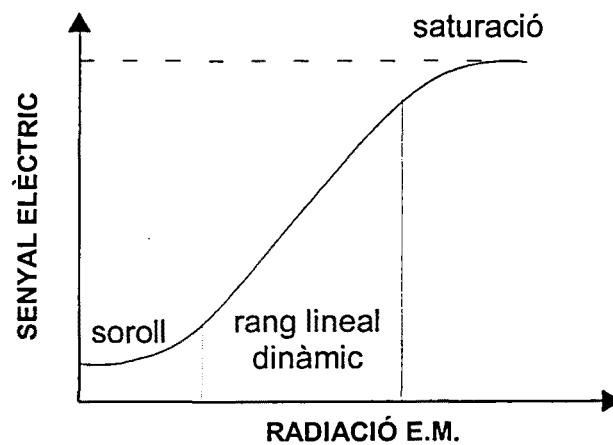


FIGURA 5.1.2.- Relació entre el flux incident sobre un detector i el senyal elèctric de sortida.

La majoria de detectors per aplicacions electroòptiques poden classificar-se en un dels dos grups següents: detectors tèrmics o detectors quàntics. Els detectors tèrmics absorbeixen fotons o energia radiant de longituds d'ona compreses en una banda relativament ampla. L'energia absorbida origina un augment de la temperatura del material que constitueix el detector, material que en tots els casos té una propietat mesurable depenent de la temperatura. El temps de resposta dels detectors tèrmics depèn de la capacitat calorífica de l'element absorbent i, en general, és relativament gran. Els detectors quàntics es fonamenten en les propietats dels semiconductors que els constitueixen. Els detectors quàntics responen a radiació amb longituds d'ona compreses en una banda relativament estreta. La longitud d'ona màxima a la que respon el detector està determinada pel valor del *gap* del semiconductor. El límit inferior per la longitud d'ona a la qual respon el detector està determinat per l'estructura de bandes del semiconductor. El temps de resposta dels detectors quàntics és molt més petit que el dels detectors tèrmics.

En general, el senyal elèctric a la sortida d'un detector és AC i en molts casos això és degut a que es modula la radiació incident. Quan un senyal AC de freqüència ν és tractat electrònicament, el senyal resultant té freqüències compreses en una banda d'amplada $\Delta\nu$ centrada en la freqüència original ν .

Es defineixen una sèrie de paràmetres que caracteritzen el comportament d'un detector, que són els que es troben especificats en els catàlegs i fulls de característiques tècniques. Aquests paràmetres es fonamenten en dos conceptes que són la sensibilitat i el soroll. "Sensibilitat" s'utilitza en el sentit general que el que es desitja és que sigui com més gran millor; tanmateix, no hi ha cap paràmetre dels que caracteritzen un detector que s'anomeni "sensibilitat". El soroll determina el valor mínim del flux de radiació que pot proporcionar un senyal mesurable en el detector. Com que el senyal elèctric a la sortida del detector es tracta sempre electrònicament, algun dels paràmetres inclou l'amplada de banda, $\Delta\nu$, corresponent al processat electrònic. Els paràmetres que es defineixen són els següents [Chantry 1984, Pinson 1985]:

1. **RESPONSIVITAT, R .** És una mesura de la capacitat del detector per convertir el flux de radiació incident en un senyal elèctric. Es defineix com el quocient entre el senyal de sortida del detector i el flux de radiació incident:

$$R = \frac{S}{\Phi} (V/W \text{ o } A/W) \quad (5.1.1)$$

Per mostrar la dependència amb la longitud d'ona de la radiació incident es defineix la responsivitat espectral:

$$R_\lambda = \frac{dS_\lambda}{\Phi_\lambda d\lambda} \quad (5.1.2)$$

on dS_λ és el senyal de sortida del detector en V o A per un flux de radiació incident $\Phi_\lambda d\lambda$. La longitud d'ona per la qual la responsivitat és màxima s'anomena lambda pic (λ_p). De (5.1.1) i (5.1.2) es dedueix:

$$R = \frac{\int dS_\lambda}{\int \Phi_\lambda d\lambda} = \frac{\int R_\lambda \Phi_\lambda d\lambda}{\int \Phi_\lambda d\lambda} \quad (5.1.3)$$

Amb aquest darrer resultat queda clar que la responsivitat total R no depèn només de la responsivitat espectral del detector, R_λ , sinó també de la distribució espectral de la radiació que incideix sobre ell. Per tant, la responsivitat espectral com a paràmetre per caracteritzar un detector en particular no té massa sentit si no es coneix la signatura òptica de l'experiment. Per això als catàlegs la responsivitat total d'un detector es dóna sempre especificant la font de radiació que s'ha fet servir per determinar-la, que molt sovint és un cos negre a una temperatura determinada.

2. **TEMPS DE RESPOSTA DEL DETECTOR, τ .** Per un input de radiació electromagnètica donat, Φ_0 , el detector necessita un temps per donar el senyal de resposta corresponent S_0 (Figura 5.1.3). τ és un paràmetre que avalua el temps que necessita el detector per donar resposta a un determinat senyal i als catàlegs el trobem definit de diverses maneres. El més freqüent és considerar que τ és el temps necessari per què el detector faci la transició entre el 10% i el 90% de S_0 o també entre el 0 i el 63% de S_0 .

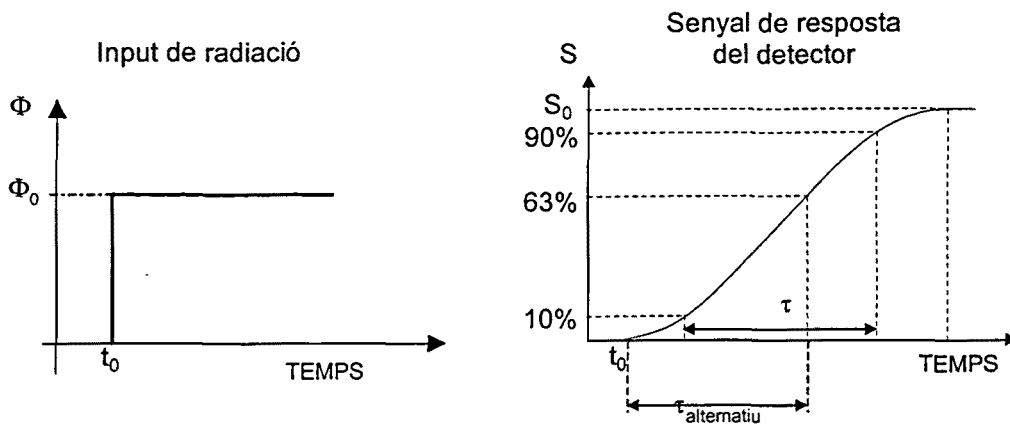


FIGURA 5.1.3.- Input de radiació i senyal de resposta del detector, on s'indica el temps de resposta, τ .

En el cas de senyals que siguin modulats abans d'arribar al detector, la responsivitat espectral passa a dependre de τ i de la freqüència ν de la modulació d'acord amb l'expressió:

$$R_\lambda(\nu) = \frac{R_\lambda(\nu = 0)}{[1 + (\nu\tau)^2]^{1/2}} \quad (5.1.4)$$

que reflecteix el fet de que si s'augmenta suficientment ν respecte a τ^{-1} , la resposta del detector disminueix degut a que els intervals en els que incideix radiació sobre el detector no són suficientment llargs (veure Figura 5.1.3).

3. *MÍNIM FLUX MESURABLE, NEP(W)* (de l'anglès, Noise Equivalent Power). La responsivitat s'ha definit com una mesura de la capacitat d'un detector per convertir el flux radiant en un senyal elèctric, però no dóna cap informació de quin és el valor del mínim flux que pot ser detectat. El *NEP* és un paràmetre que es defineix per donar una mesura d'aquest valor i depèn de la radiació de fons i també del soroll que es genera en el propi detector, ja sigui en el material que el constitueix, responsable de la transducció, o en els seus circuits. Per avaluar el soroll s'utilitza la quantitat N_{rms} que és el valor mig del voltatge (o del corrent) corresponent al soroll que dóna el detector per una determinada amplada de banda, $\Delta\nu$, de l'electrònica que processa el seu senyal.

El *NEP* es defineix com el valor de flux de radiació incident, Φ , que produeix un senyal S , tal que

$$S/N_{rms} = 1$$

i substituint S d'acord amb (5.1.1)

$$\frac{NEP \cdot R}{N_{rms}} = 1 \quad (5.1.5)$$

El *NEP* també depèn de la longitud d'ona λ de la radiació incident:

$$\frac{NEP_{\lambda} \cdot R_{\lambda}}{N_{rms}} = 1 \quad (5.1.6)$$

on $NEP_{\lambda} = \Phi_{\lambda} d\lambda$ és el flux incident de longitud d'ona λ que produeix un senyal S_{λ} tal que $S_{\lambda}/N_{rms} = 1$.

El valor mig del soroll és proporcional a l'arrel quadrada del producte de l'àrea del detector, A , per l'amplada de banda de l'electrònica, $\Delta\nu$,

$$N_{rms} = C(A \cdot \Delta\nu)^{1/2}$$

on C depèn del material de cada detector en particular i de la distribució espectral de la radiació incident. En alguns catàlegs com, per exemple, els dels fabricants de detectors japonesos s'expressa per caracteritzar el mínim flux mesurable el valor normalitzat $(NEP)/(\Delta\nu)^{1/2}$ en $W \cdot Hz^{-1/2}$ i cal no confondre's perquè a aquesta magnitud també l'anomenen NEP [Hamamatsu 89].

4. **DETECTIVITAT, D , I DETECTIVITAT ESPECÍFICA, D^*** (també D -star). La detectivitat és la inversa del NEP :

$$D = \frac{1}{NEP} \quad D_\lambda = \frac{1}{NEP_\lambda} = \frac{R_\lambda}{N_{rms}} \quad (W^{-1}) \quad (5.1.7)$$

i té l'avantatge psicològica que creix quan es millora el detector en el sentit de disminuir el seu nivell de soroll.

El soroll N_{rms} , que apareix en el denominador de (5.1.7), depèn de l'àrea útil del detector i l'amplada de banda $\Delta\nu$, i aquestes varien, en general, amb l'aplicació que es vulgui fer del detector. Per tant, en lloc d'especificar l'àrea i l'amplada de banda es prefereix definir una detectivitat específica, D_λ^* que resulta proporcional a la responsivitat espectral:

$$D_\lambda^* = (A \Delta\nu)^{1/2} D_\lambda = \frac{R_\lambda}{C} \left(\frac{m \cdot Hz^{1/2}}{W} \right) \quad (5.1.8)$$

Quan el senyal és modulats, D_λ^* i R_λ depenen de la freqüència de modulació ν , però la igualtat anterior segueix essent certa.

5.1.2.- Tractament dels senyals.

Un paràmetre fonamental per dissenyar adequadament un experiment de detecció amb un sensor electro-òptic és el quocient entre el seu senyal de sortida i el soroll, S/N . Com a criteri de disseny es considera que el seu valor ha de ser molt superior a 10. En un experiment de detecció infraroja la relació S/N pot tenir valors de l'ordre de 10^{-2} , 10^{-3} i fins i tot 10^{-4} . Per tant s'ha de tractar el senyal de sortida del detector amb tècniques que permetin augmentar suficientment el quocient S/N . D'aquí ve l'electrònica que ha d'incloure tot sensor electro-òptic [Chantry 1984].

La tècnica que es descriu a continuació, que és la que es fa servir en els sensors descrits en aquest capítol, té com a element principal un amplificador lock-in. Essencialment el lock-in consisteix en un filtre i un amplificador. El filtre té una amplada de banda que es pot escollir i, com es veurà, elimina molta part de soroll.

Al lock-in se li han de proporcionar dos senyals. Un és el que es vol mesurar, que s'ha de modular a una freqüència fixada. L'altre és el de referència que serveix per indicar al lock-in quina és la freqüència exacta del senyal que ens interessa.

Per modular, en aquest cas l'amplitud, del senyal que es vol mesurar s'utilitza un "chopper" l'objectiu del qual és tallar periòdicament el pas de la radiació incident. Això pot aconseguir-se amb unes aspes giratòries o bé amb un cercle giratori amb forats equiespaiats disposats a la perifèria (Figura 5.1.4). La freqüència de la modulació, ν_m , ve donada pel número d'aspes (o forats) i per la velocitat de rotació. Normalment s'anomena freqüència del chopper (chopping frequency).

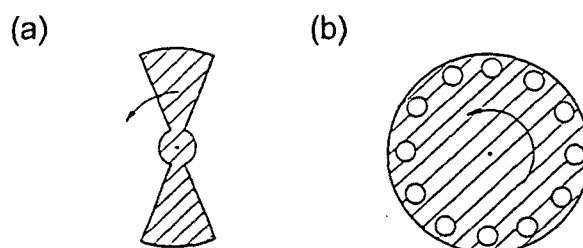


FIGURA 5.1.4.- Diferents models de chopper o modulador de la radiació.

La resposta del detector quan sobre ell incideix radiació modulada en amplitud serà un senyal periòdic de freqüència ν_m que es porta cap al lock-in per ser tractat.

Com ja s'ha dit, al lock-in també s'hi ha d'introduir un senyal de referència que, per exemple, pot ser la que es genera en un optoacobllador en el que la llum procedent d'un LED és tallada periòdicament pel mateix chopper que modula la radiació abans d'incidir sobre el detector (veure Figura 5.1.5).

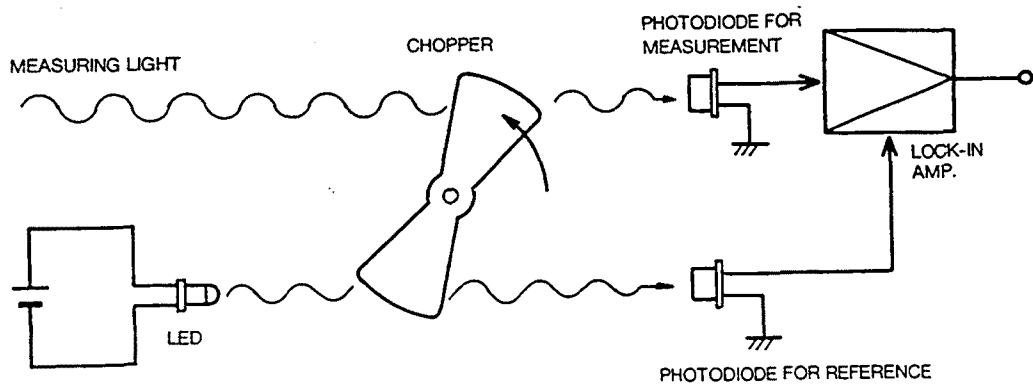


FIGURA 5.1.5.- Al lock-in hi arriben dos senyals modulats a la mateixa freqüència, el que es vol mesurar i el de referència.

El lock-in tracta els dos senyals rebuts d'acord amb l'esquema de la Figura 5.1.6. El senyal modulat que surt del detector normalment no és prou gran i s'ha d'amplificar. A la sortida de l'amplificador, el senyal conté també components de soroll amb freqüències ν_n diferents de la de modulació que correspon a la radiació que es vol mesurar. A la sortida de l'amplificador es té doncs:

$$S = A_m \cos(\nu_m t) + \sum_{\nu} A_n \cos(\nu_n t) \quad (5.1.9)$$

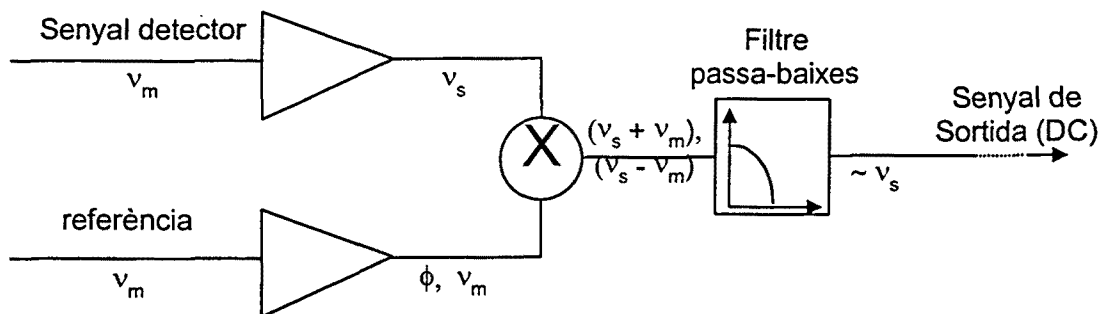


FIGURA 5.1.6.- Esquema de funcionament de l'amplificador lock-in. La freqüència ν_s correspon al senyal S (5.1.9) i pren els valors ν_m o ν_n depenent de si es tracta del senyal o del soroll.

El senyal de referència té la freqüència de modulació i, en general, conté un desfasament, ϕ , respecte al senyal:

$$R = A' \cos(\nu_m t + \phi) \quad (5.1.10)$$

Els senyals (5.1.9) i (5.1.10) són multiplicats donant com a resultat

$$SxR = \frac{1}{2} A_m A' \{ \cos[(\nu_m + \nu_m)t + \phi] + \cos(-\phi) \} + \sum_{\nu} \frac{1}{2} A_n A' \{ \cos[(\nu_n + \nu_m)t + \phi] + \cos[(\nu_n - \nu_m)t - \phi] \} \quad (5.1.11)$$

El senyal producte es fa passar a través d'un filtre que només deixa passar senyals amb freqüència $\nu < \nu_0$, on ν_0 és petit i es pot seleccionar. Per tant, per ν_0 adequat, les components del senyal producte (5.1.11) corresponents a la suma de freqüències serà filtrada i les components corresponents a la diferència només passaran si el valor de la diferència és prou petit, $(\nu_n - \nu_m) < \nu_0$. Les components de soroll amb $\nu_n \neq \nu_m$ degudes a la radiació de fons o que havien estat generades en el propi detector o en el procés de tractament electrònic són en gran part eliminades, doncs, pel filtre.

$$|SxR|_{\text{filtre}} = \frac{1}{2} A_m A' \cos(-\phi) + \sum_{(\nu_n - \nu_m) < \nu_0} \frac{1}{2} A_n A' \cos[(\nu_n - \nu_m)t - \phi] \quad (5.1.12)$$

Després del filtrat el senyal procedent de freqüències properes a ν_m encara rep altres tractaments i a la sortida del lock-in es té un senyal DC.

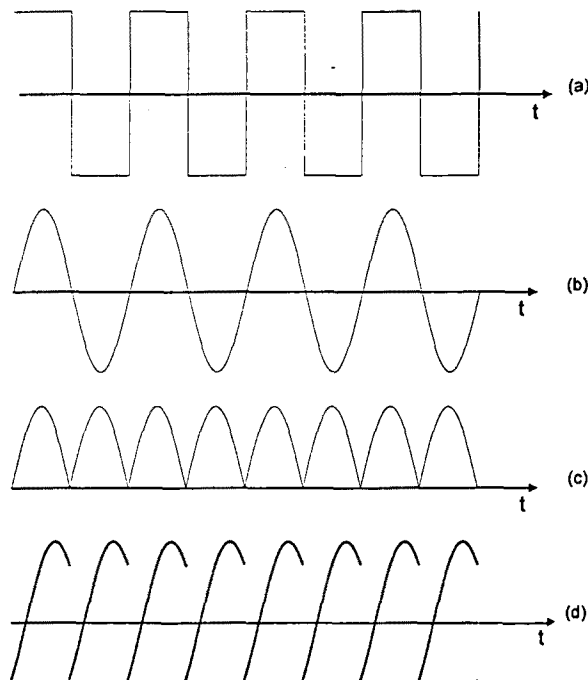


FIGURA 5.1.7.- Per maximitzar el senyal, cal que el senyal i la referència estiguin en fase ($\phi = 0$).

Per maximitzar el senyal de sortida del lock-in cal que el senyal i la referència estiguin en fase ($\phi = 0$), tal com pot visualitzar-se a la Figura 5.1.7. La funció quadrada (a) és la referència. La funció (b) és la component del senyal amb freqüència ν_m , l'única que un cop multiplicada passarà pel filtre. La funció (c) és el producte de (a) i (b), que estan en fase. Aquesta funció serà filtrada i esdevindrà el senyal DC de sortida del lock-in. La funció (d) és el producte de (a), amb un cert desplaçament de fase, per (b); ara, com es volia demostrar, la component DC és més petita. No cal dir que un aparell lock-in està preparat per ajustar la diferència de fase ϕ fins fer-la nul·la.

Si la radiació que es vol mesurar varia amb el temps, com passarà amb la radiació procedent de les mostres de vidre irradiades amb làser, llavors en (5.1.9) i en (5.1.11) es té $A_m(t)$ i el temps de resposta del sistema format pel sensor més el lock-in esdevé un paràmetre important. El valor d'aquest temps és $t_r = 1/\nu_0$ i, per tant, s'ha de trobar una solució de compromís a l'hora de triar ν_0 . Si el senyal varia molt ràpidament amb el temps, el temps de resposta del sistema ha de ser petit, i llavors ν_0 ha de ser relativament gran amb el consegüent augment de soroll. Per un altre cantó, si per eliminar al màxim el soroll, es tria un valor petit de ν_0 , llavors el temps de resposta augmenta.

5.1.3.- Propietats dels sensors construïts.

D'acord amb el que s'ha explicat a la introducció d'aquest capítol, els sensors han de captar la radiació IR que emeten les mostres de vidre mentre són irradiades pel làser. Com que s'ha treballat amb feixos no uniformes, cal que la zona de la superfície de la mostra inspeccionada pels sensors sigui prou petita com perquè la irradiància pugui considerar-se uniforme localment. En el cas d'experiments d'irradiació com els que es descriuen a l'apartat 6.2 d'aquesta tesi, això implica que la resolució espacial dels sensors ha de ser de l'ordre de ~ 1 mm, valor difícil d'aconseguir amb les òptiques de les càmeres tèrmiques disponibles en el mercat. La resolució espacial requerida s'aconsegueix amb detectors petits, l'àrea sensible dels quals sigui de pocs mil·límetres quadrats, i sistemes òptics que treballin amb augment $|\beta| \approx 1$. Per aquest valor de l'augment, d'acord amb les lleis de l'òptica geomètrica, les distàncies de treball han de ser $a = a' = 2f$.

Donades les característiques dels experiments de poliment làser, els sensors han de mesurar radiació procedent de mostres de vidre amb temperatures que van des de 200 °C fins a 1100 °C aproximadament. Per tenir una bona relació S/N en aquest interval tan ampli de temperatures, cal que el rang lineal dinàmic del sensor sigui d'uns quants ordres de magnitud. Concretament, amb els sensors construïts es detecten senyals que varien en gairebé tres ordres de magnitud. Aquesta característica és difícil de trobar en els

sensors disponibles comercialment. Per obtenir una bona relació S/N també cal que el flux incident sobre el detector sigui el màxim possible, motiu pel qual la distància de treball dels sensor respecte a les mostres de vidre ha de ser tan petita com sigui possible. Si, a més, es té en compte que el sensor no pot obturar el feix làser incident sobre les mostres, llavors les dimensions i, per tant, els diàmetres i les focals de les òptiques utilitzades en els sensors, han de ser petits necessàriament.

Pel que fa a la resposta temporal dels sensors, cal tenir present la durada dels experiments de poliment. Com que oscil·la entre 1 i 10 s, els temps de resposta s'han triat de l'ordre de 0.1 s.

Finalment, cal considerar les bandes espectrals de detecció. Així com per $\lambda < 5 \mu\text{m}$ sí que hi ha sensors en el mercat, per $\lambda > 5 \mu\text{m}$ les càmeres o els sensors disponibles inclouen la longitud d'ona del làser, $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$, en la seva banda de detectivitat, i caldria filtrar-la per tal que la radiació làser reflectida o difosa sobre la superfície de la mostra no influís en la mesura.

En conclusió, pel que fa als sensors que existeixen en el mercat basats en els mateixos principis físics que els que es descriuen en aquest capítol, les seves característiques no s'adeqüen prou bé a les necessitats de l'experiment. Tot i que existeixen sensors dissenyats específicament per mesurar la temperatura del vidre, sobretot la superficial però també la de l'interior, les dimensions solen ser massa grans, ja que estan pensats per aplicacions diferents. A més, el rang dinàmic és, en general, restringit i la resolució espacial del sensor és més gran que la que s'aconsegueix amb els sensors que es descriuen en aquest capítol. També és veritat que els sensors de temperatura sense contacte han estat àmpliament desenvolupats i l'oferta que existeix en el mercat és prou gran com per que n'existeixi algun adaptable a la detecció en els experiments de poliment. S'ha preferit, però, construir directament els sensors en lloc d'estudiar els possibles processos d'adaptació.

