

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

5.2.- Sensor piroelèctric.

La Figura 5.2.1 mostra un esquema de detecció com el de la Figura 5.1.1 en el cas concret del sensor piroelèctric. La font és una mostra de vidre que té una certa distribució de temperatures induïda per la irradiació del feix làser de CO₂. El modulador és un chopper que talla la radiació procedent de la mostra amb una periodicitat que es pot escollir. L'òptica és una lent de seleniur de zenc (ZnSe) que forma la imatge d'una zona de la superfície de la mostra sobre el detector i està muntada a un extrem del cilindre que és, a més, el suport mecànic del detector. A l'interior del cilindre la radiació passa a través d'un filtre passabanda i d'una sèrie de diafragmes que també formen part de l'òptica del sensor (no apareixen a la figura). El fotodetector és un detector piroelèctric que està muntat a l'altre extrem del cilindre. Per últim, el senyal que dona el detector és tractat electrònicament amb un amplificador lock-in.

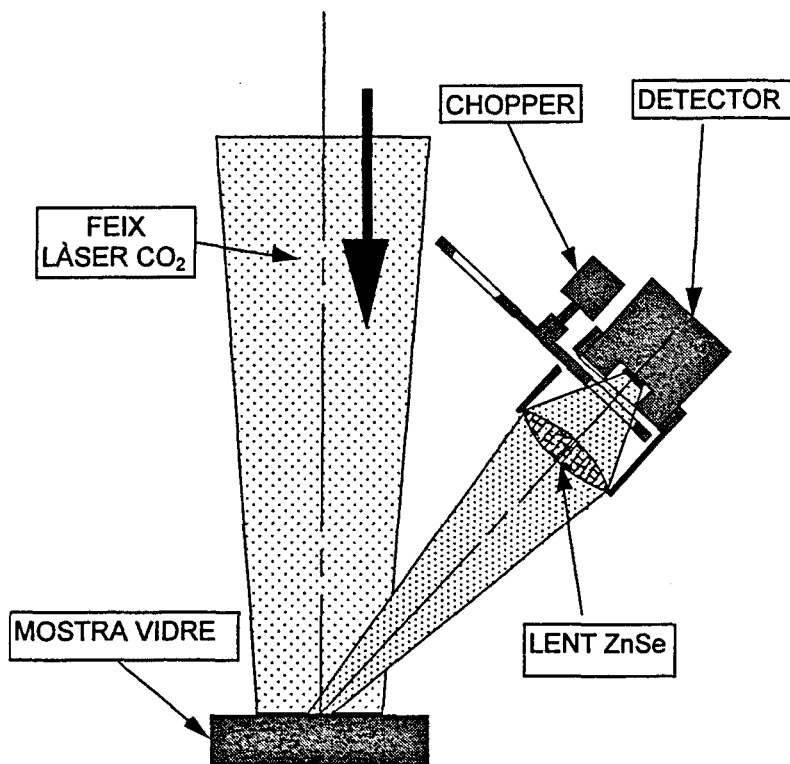


FIGURA 5.2.1.- Esquema del muntatge experimental utilitzat per fer el seguiment de la temperatura superficial de les mostres durant el tractament làser.

5.2.1.- Modulador.

El modulador que es fa servir en el sensor piroelèctric és un chopper d'aspes com el que es representa a la Figura 5.1.4(a) que gira accionat per un motor pas a pas. Tot i que la detectivitat del detector piroelèctric és màxima per

un freqüència de modulació $\nu_{MAX} \approx 1$ Hz, els experiments de detecció no es poden fer amb aquesta freqüència ja que, com s'ha comentat a l'apartat 5.1.3, es necessiten respostes temporals de l'ordre de 0.1 s. Com que la detectivitat disminueix notablement amb la freqüència de modulació, la solució de compromís triada ha estat $\nu = 20$ Hz. Afortunadament, per aquesta freqüència el flux de radiació procedent de les mostres de vidre és suficientment intens com per obtenir una bona relació S/N en el sensor piroelèctric.

Com mostra la Figura 5.2.1, el chopper està muntat molt a prop del detector, en un punt on el flux de radiació incident que no procedeix de la font és pràcticament inexistent i la modulació es fa, per tant, només sobre la radiació procedent de la font.

5.2.2.- Òptica.

Tal com mostra la Figura 5.2.1, el suport mecànic del sensor és un tub cilíndric d'alumini. A l'extrem posterior del cilindre s'hi acobla el detector. Just davant hi ha una ranura que permet el gir del chopper. Muntat a la part central del cilindre hi ha un filtre interferencial passabanda que no apareix a la figura. Per últim, muntada a l'extrem anterior del cilindre, hi ha la lent de ZnSe la missió de la qual és formar la imatge d'una zona de la superfície de la mostra, o *zona superficial objecte*, sobre el detector. Les dimensions del sensor i del cilindre determinen, com es veurà, quina és aquesta zona.

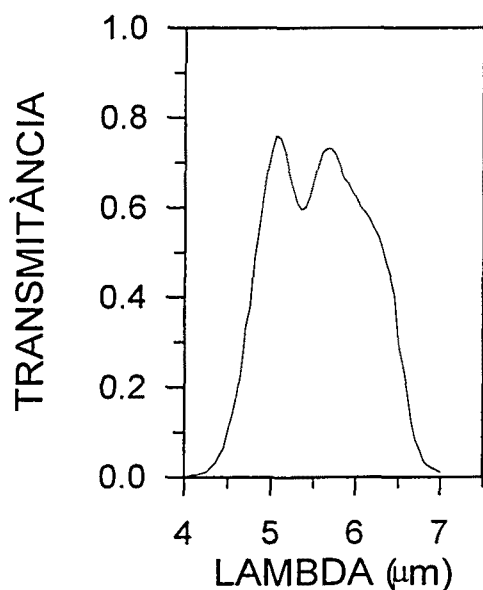


FIGURA 5.2.2.- Transmissió espectral del filtre passabanda.

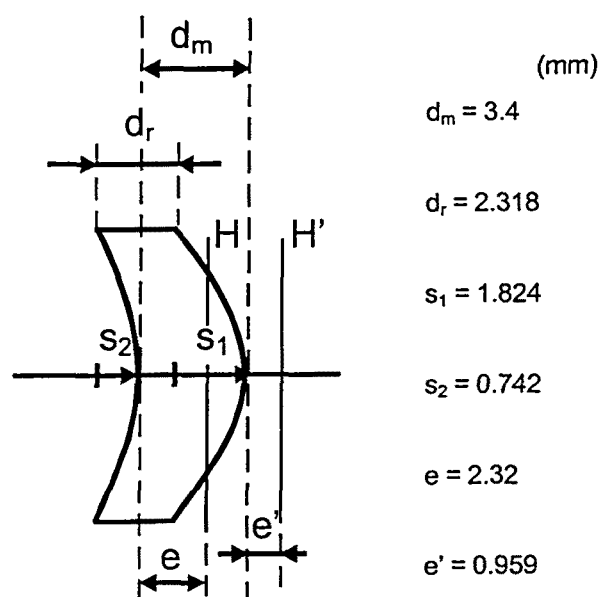


FIGURA 5.2.3.- Paràmetres de la lent de seleniur de zinc.

El filtre transmet la radiació entre 5 i 6.5 μm i la seva transmissió es representa a la Figura 5.2.2. La lent és un menisc positiu sense cap recobriment i els paràmetres geomètrics que la caracteritzen es troben reproduïts a la Figura 5.2.3. La transmissió del seleniur de zenc es representa a la Figura 5.2.4 i és de l'ordre del 70 % entre 0.5 i 20 μm . Per tant, el filtre és l'element que selecciona la longitud d'ona de la radiació detectada. Per evitar l'aberració esfèrica en la formació de la imatge de la zona superficial objecte sobre el detector, es col·loca un diafragma de diàmetre variable davant de la lent.

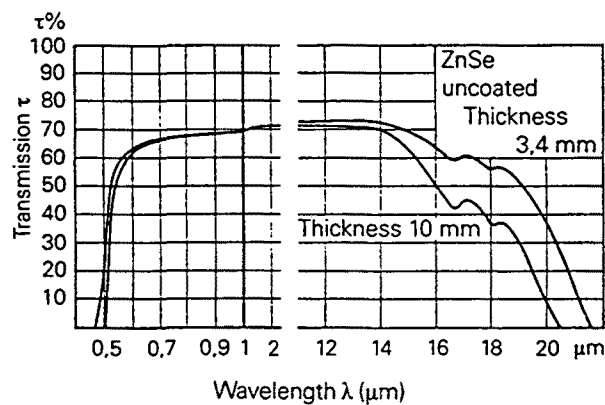


FIGURA 5.2.4.- Transmissió espectral del seleniur de zenc.

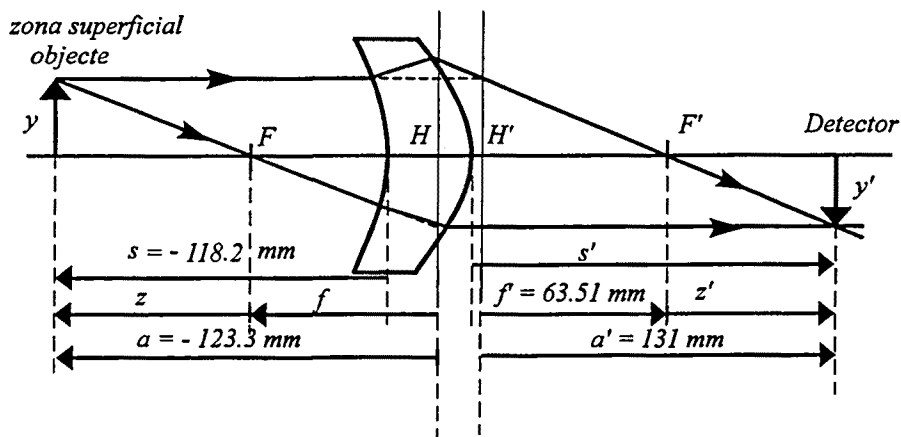


FIGURA 5.2.5.- Formació de la imatge a través de l'òptica del sensor piroelèctric.

Donada l'estructura mecànica del sensor, part de la radiació que arriba al detector no procedeix de la zona superficial objecte sinó de zones veïnes i, per tant, és soroll que cal eliminar. Aquesta radiació arriba al detector degut a la reflexió en les parets internes del cilindre i també n'hi ha que hi arriba després

d'una o múltiples reflexions sobre les superfícies de la lent, el filtre o la carcassa del propi detector. Per evitar aquests efectes s'ha recobert la paret interna del cilindre amb un material negre absorbent i s'ha col·locat una sèrie de diafragmes interns que limiten, sense tallar-lo, el feix de llum procedent de la zona superficial objecte.

La Figura 5.2.5 és un esquema de marxa de raigs corresponent a la formació de la imatge de la zona superficial objecte sobre el detector. En ell s'especifiquen les posicions dels plans objecte i imatge, les distàncies de treball i la focal de la lent. Les dimensions del cilindre determinen les distàncies a' i s' en l'espai imatge i l'òptica paraxial permet calcular les corresponents distàncies en l'espai objecte mitjançant l'expressió:

$$\frac{-1}{a} + \frac{1}{a'} = \frac{1}{f'} \quad (5.2.1)$$

on a i a' són les distàncies entre els plans principals de la lent i els plans objecte i imatge, respectivament i f' és la focal de la lent, que val 63.51 mm per $\lambda = 5.4 \mu\text{m}$ (en la banda de transmissió del filtre). Donades les dimensions de la muntura cilíndrica, la distància entre el detector i el pla principal imatge de la lent és $a' = 131$ mm. Per tant, la distància entre la zona superficial objecte i el pla principal objecte de la lent resulta, segons (5.2.1) $a = -123.3$ mm. Llavors la distància entre la superfície de la mostra i la del diafragma que encapçala el sensor és $s = -118.2$ mm. El diàmetre d'aquest diafragma, que és el diafragma d'obertura del sistema òptic, és $D_d = 7$ mm, mida que assegura l'eliminació de l'aberració esfèrica. La mida de la zona superficial objecte es pot determinar a partir de la mida del detector i de l'augment lateral del sistema òptic que és $\beta = a'/a = y'/y = -1.06$.

L'angle sòlid mesurat des del centre de la zona superficial objecte fins al diafragma és:

$$\Omega = 2\pi(1 - \cos \theta) = 2.753 \cdot 10^{-3} \text{ sr}$$

on θ és l'angle format per l'eix òptic i la línia que uneix el centre de l'objecte i la vora del diafragma ($\text{tg } \theta = D_d / 2s$). Com que les dimensions de l'objecte són petites en comparació amb la distància s , es considera que el valor de l'angle sòlid és el mateix des de tots els punts de l'objecte.

5.2.3.- Detector.

El detector que porta aquest sensor és un detector piroelèctric P2613-07 de la casa Hamamatsu [Hamamatsu 1990-91]. La detectivitat espectral d'aquest

tipus de detector és constant per totes les longituds d'ona IR. Cada un d'ells, però, porta una finestra davant, la transmissió de la qual determina la franja de longituds d'ona a la que és sensible el detector. En aquest cas la finestra és de fluorur de calci (CaF_2) i la seva transmissió és pràcticament constant entre $\lambda = 0.2$ i $\lambda = 7 \mu\text{m}$, tal com mostra la Figura 5.2.6. Aquesta transmissió és compatible amb la del filtre que porta el sensor representada a la Figura 5.2.2, que és, com ja s'ha dit, l'element que determina la longitud d'ona de la radiació detectada. Les especificacions tècniques del detector que es troben al catàleg com ara la detectivitat específica, les dimensions, la responsivitat, el *NEP*, el temps de resposta, etc., s'han reproduït a la Figura 5.2.7. En particular, les dimensions del detector determinen la resolució del sensor. Com que es tracta d'un cercle de 2 mm de diàmetre i l'augment del sistema òptic és $|\beta| \approx 1$ la zona superficial objecte és també un cercle de la mateixa mida i 2 mm és, doncs, la resolució espacial del sensor. De la resta de característiques del detector, la que més afecta al funcionament del detector és la dependència de la responsivitat amb la freqüència de modulació, que es representa a la Figura 5.2.8. Per una freqüència $\nu = 20$ Hz la responsivitat baixa fins al 6% - 7% respecte al màxim que correspon a la freqüència de 1 Hz. Això vol dir que si d'acord amb les especificacions de la Figura 5.2.7 la responsivitat típica és de 1800 V/W a 1 Hz, llavors a 20 Hz és de ~ 126 V/W. A més, degut al sistema d'amplificació lock-in aquesta responsivitat es fa una mica més baixa (veure Figura 5.1.7).

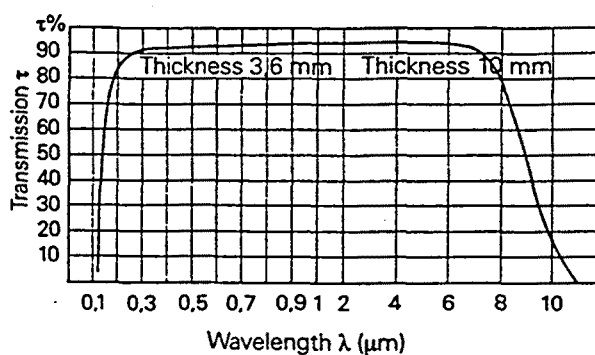


FIGURA 5.2.6.- Transmissió el fluorur de calci en funció de la longitud d'ona.

DETECTOR PIROELECTRIC P2613-01		
Area sensible	(mm)	$\phi 2$
Responsivitat típica (500,1)	(V/W)	1800

Soroll màx.	($\mu\text{V}/\text{Hz}^{1/2}$)	15
NEP (500,1,1) típic	($\text{W}/\text{Hz}^{1/2}$)	1.0×10^{-9}
D (500,1,1) típica	($\text{cm Hz}^{1/2}/\text{W}$)	2.0×10^8
Temps de resposta 0 ~ 63% típic	(ms)	100

FIGURA 5.2.7.- Especificacions tècniques del detector piroelèctric segons el catàleg [Hamamatsu 1990-91].

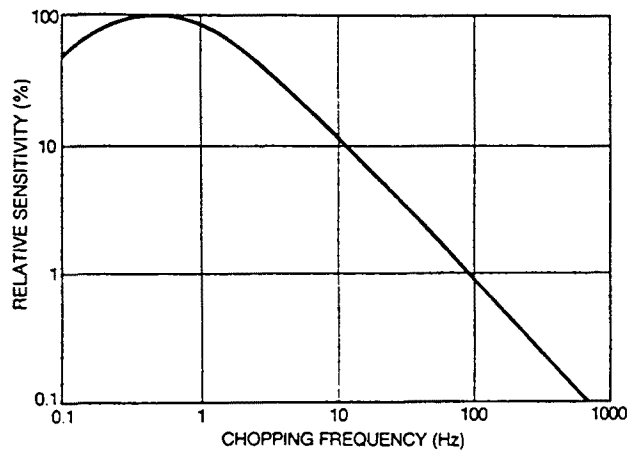


FIGURA 5.2.8.- Dependència de la responsivitat del detector piroelèctric amb la freqüència de modulació del sensor.

5.2.4.- Calibratge.

La resposta del sensor en funció de la temperatura ha estat calibrada mitjançant la radiació emesa per un cos negre. Amb els resultats d'aquest calibratge, s'ha comprovat que el funcionament del sensor és l'esperat d'acord amb les seves especificacions tècniques. Per cada temperatura del cos negre es té, tant la resposta en V que dona el sensor, com la quantitat de radiació en W que arriba al detector. Aquesta darrera es calcula fàcilment ja que la radiació emesa pel cos negre en funció de la temperatura és coneguda (figura 4.3.4) i la part d'aquesta radiació que arriba al detector depèn de les característiques de l'òptica del sensor que també són conegudes. El quocient entre la resposta i la radiació incident és la responsivitat del detector, $R(\text{V}/\text{W})$, i ha de coincidir amb la que figura al catàleg.

Per completar el calibratge del sensor tenint en compte l'ús que se'n vol fer, també s'ha comprovat quina és la seva resposta a la radiació procedent de mostres de vidre de diferent gruix escalfades a temperatura uniforme. Com es veurà, la resposta és independent del gruix, ja que el sensor s'ha dissenyat per

mesurar només la radiació superficial, i a més coincideix amb la corresponent al cos negre.

A la TAULA 5.1 hi figuren els resultats del calibratge fet a partir de la radiació emesa per un cos negre a temperatures que van des de 200 fins a 1100 °C. El cos negre utilitzat és del model IR-564 de Graseby-Infrared. La superfície emissora és circular amb diàmetre variable entre sis valors que van des de $D_{cn} = 0.3175$ mm a $D_{cn} = 26.4$ mm. El calibratge s'ha fet amb $D_{cn} = 15.25$ mm (0.6') que correspon a una superfície molt més gran que la zona superficial objecte, que és un cercle de 2 mm de diàmetre. D'aquesta manera les condicions experimentals són similars a les que es tindran en fer les mesures sobre vidre. Això no passaria per diàmetres més petits del cos negre.

TAULA 5.1

T (°C)	S _{exp} (T) (mV)	T (°C)	S _{exp} (T) (mV)
1100	1.210	600	0.360
1050	1.080	550	0.308
1000	1.000	500	0.248
950	0.940	450	0.189
900	0.840	400	0.147
850	0.750	350	0.108
800	0.665	300	0.081
750	0.586	250	0.033
700	0.508	200	0.018
650	0.445		

A la Figura 5.2.9 hi ha la representació gràfica dels resultats de la TAULA 5.1 juntament amb els valors del senyal calculat teòricament tenint en compte les característiques del sensor. El flux de radiació que arriba al detector prové exclusivament de la zona superficial objecte i passa per l'òptica del sensor abans d'arribar al detector. D'acord amb això, el càlcul del flux que arriba al detector per una determinada temperatura, T , del cos negre es fa amb l'expressió:

$$\Phi(T) = A_{em} \cdot \Omega \cdot \varepsilon \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_{\lambda,b}(\lambda, T) \cdot T_l \cdot T_n \cdot T_m d\lambda \quad (5.2.2)$$

on:

- A_{em} és la superfície de la zona superficial objecte que és un cercle de diàmetre $D_{ob} = D_{det} / \beta = 1.887 \text{ mm}$ on D_{det} és el diàmetre del detector i β és l'augment lateral de l'òptica del sensor.
- Ω és l'angle sòlid amb el que arriba la radiació fins al diafragma d'obertura del sistema òptic que, d'acord amb l'apartat 5.2.2 és $\Omega = 2.753 \cdot 10^{-3} \text{ sr}$.
- ε és l'emissivitat del cos negre i el seu valor és $\varepsilon = 0.99$.
- λ_1 i λ_2 són les longituds d'ona de tall del filtre interferencial amb valors $\lambda_1 = 4 \mu\text{m}$ i $\lambda_2 = 7 \mu\text{m}$ (veure Figura 5.2.2).
- $L_{\lambda,b}(\lambda, T)$ és la radiància espectral del cos negre.
- T_l , T_f i T_{fn} són les transmissàncies de la lent, el filtre i la finestra del detector, respectivament. Per longituds d'ona amb valors compresos entre λ_1 i λ_2 les transmissàncies de la lent i de la finestra són constants amb valors $T_l = 0.7$ i $T_{fn} = 0.95$. La transmissància del filtre varia amb la longitud d'ona d'acord amb la gràfica de la Figura 5.2.2.

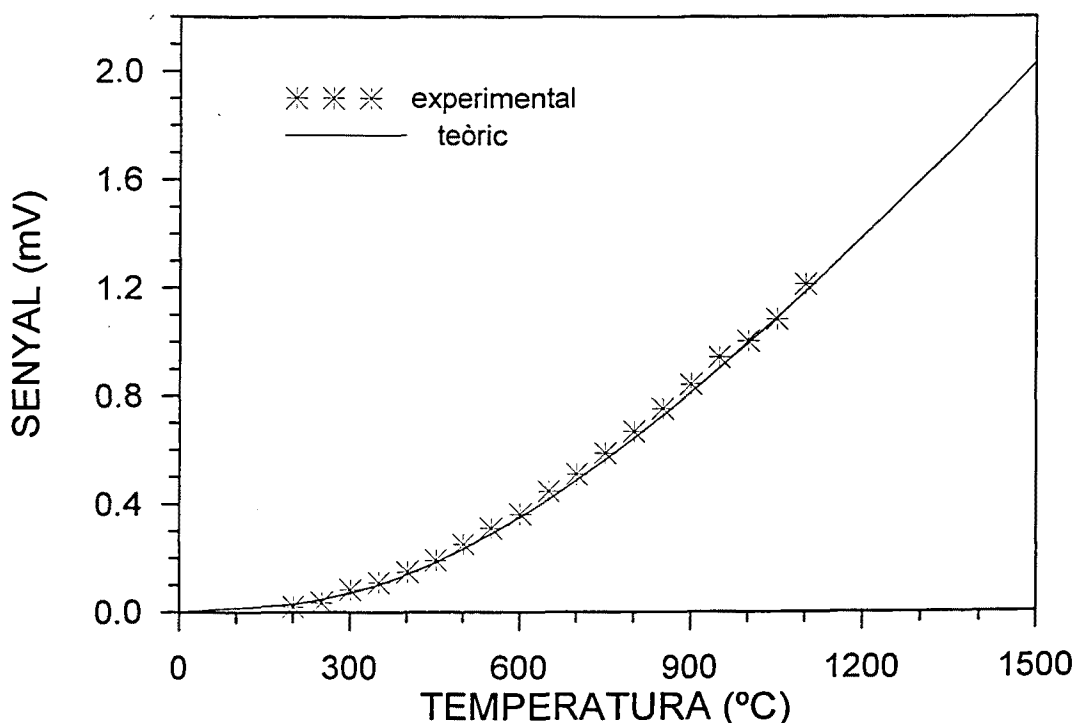


FIGURA 5.2.9.- Corbes experimental i teòrica corresponents a la calibratge del sensor piroelèctric.

Com que la resposta del detector piroelèctric és independent de la longitud d'ona, el senyal teòric representat a la Figura 5.2.9 es calcula mitjançant el producte:

$$S(T) = \Phi(T) \cdot R_{exp} \quad (5.2.3)$$

on R_{exp} és la responsivitat del detector en V/W. El valor de R_{exp} s'ha determinat a partir dels valors de $S_{exp}(T)$ que apareixen a la TAULA 5.1 i dels valors teòrics $\Phi(T)$ calculats amb (5.2.2) per les mateixes temperatures. Es comprova que el seu quocient no depèn de la temperatura i és:

$$\frac{S_{exp}(T)}{\Phi(T)} = R_{exp} = 47 \text{ V/W}$$

El total acord que s'observa a la Figura 5.2.9 entre $S_{exp}(T)$ i $S(T)$ indica, doncs, que el detector piroelèctric treballa amb aquesta responsivitat. Tanmateix, a l'apartat anterior s'ha vist que la responsivitat del detector segons el catàleg és $R \approx 126 \text{ V/W}$. El quocient entre aquesta responsivitat i l'experimental resulta $R/R_{exp} \approx 2.7$. Si es compara el valor pic-vall del senyal AC amplificat que dóna el lock-in amb el senyal DC que dóna el mateix aparell com a resultat final de la mesura, s'obté $AC/DC = 2.7$ que explica la relació observada entre la responsivitat experimental i la del catàleg.

TAULA 5.2

T (°C)	200	250	300	350	400	450	500	550	600
	±5	±5	±5	±5	±5	±5	±5	±5	±5
Gruix (mm)	$S_{exp}(\text{mV})$								
1.8	0.032	0.056	0.089	0.127	0.165	0.214	0.278	0.331	0.390
8	0.030	0.060	0.090	0.128	0.170	0.219	0.266	0.333	0.385
15	0.028	0.046	0.083	0.119	0.165	0.204	0.244	0.321	0.379

Pel que fa a les mesures fetes amb el sensor de la radiació procedent de mostres de vidre de diferents gruixos escalfades a temperatura uniforme, els resultats experimentals es reproduïxen a la TAULA 5.2. La temperatura màxima de les mostres ha estat de 600 °C, ja que per temperatures més altes les mostres es deformen. Es comprova que el senyal és independent del gruix i per totes les temperatures és més gran que el que s'obtenia amb el cos negre (TAULA 5.1). Aquest increment té la següent explicació experimental: en primer lloc el control de temperatura del forn utilitzat per escalfar les mostres no és de precisió, de manera que és possible tenir desajustos de 15 a 20 °C; en segon lloc el soroll tèrmic que comporta l'experiment de detecció és molt més elevat que en el cas del cos negre. La representació gràfica del senyal que dóna el sensor en funció de la temperatura del vidre es troba a la Figura 5.2.10 on, pels motius citats, el valor de la temperatura del vidre s'ha incrementat 20 °C respecte als que figuren

a la TAULA 5.2. A més, com que l'emissivitat del vidre en la direcció normal és $\epsilon_v = 0.96$ i la del cos negre és $\epsilon_{CN} = 0.99$, els valors S_{exp} de la TAULA 5.2 s'han multiplicat per (1.03).

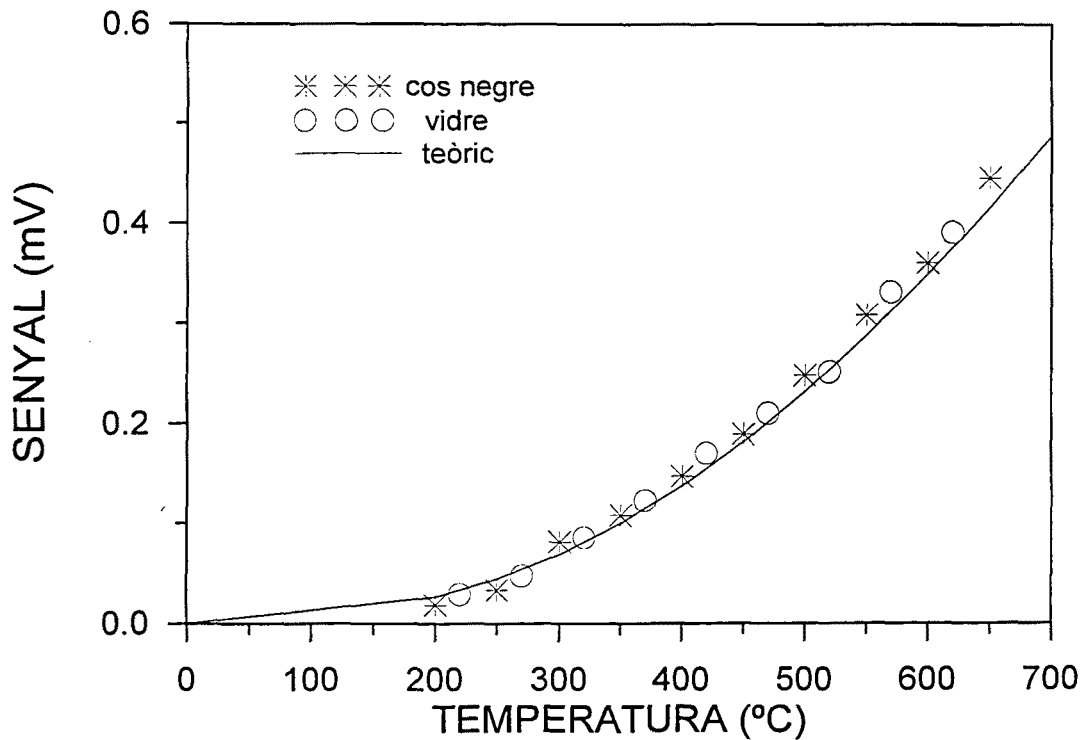


FIGURA 5.2.10.- Senyal obtingut amb el sensor piroelèctric a partir de la radiació procedent de mostres de vidre escalfades a temperatura uniforme en comparació a les obtingudes pel cos negre i les calculades teòricament.

5.3.- Sensor de seleniur de plom.

L'esquema de detecció de la Figura 5.2.1 és vàlid també pel sensor de seleniur de plom (PbSe). En aquest cas la lent és de IRGN-6 i el fotodetector és un detector quàntic de seleniur de plom que és sensible només a la radiació amb longitud d'ona compresa entre $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$ i $\lambda = 4.8 \mu\text{m}$.

5.3.1.- Modulador.

El modulador que es fa servir en aquest cas és un chopper circular amb forats equidistants com el que es representa a la Figura 5.1.4(b) i gira accionat per un motor de corrent continu. La freqüència de modulació (chopping frequency) és $\nu = 600 \text{ Hz}$, ja que per aquesta freqüència la responsivitat del detector és suficient donada la quantitat de radiació que s'espera que arribi al detector durant un experiment de polí.

5.3.2.- Òptica.

El suport mecànic del sensor és un cilindre d'alumini com en el cas anterior. A l'extrem posterior del cilindre s'hi acobla el detector, just davant hi ha la ranura que permet el gir del chopper i a l'extrem anterior del cilindre hi ha la lent de IRGN-6. Es tracta d'una lent biconvexa de 12.5 mm de diàmetre i 20 mm de focal nominal. Els paràmetres de la lent es troben reproduïts a la Figura 5.3.1 i els seus valors són els que figuren a la TAULA adjunta (veure pàgina següent). La transmissància de l'IRGN-6 es representa a la Figura 5.3.2, és de l'ordre del 90 % entre 0.4 i 2.5 μm , es fa zero a partir de $\lambda = 5 \mu\text{m}$ i, per tant, és compatible amb l'interval de detectivitat del detector. Per evitar l'aberració esfèrica en la formació de la imatge de la zona superficial objecte sobre el detector, es col·loca un diafragma de diàmetre variable davant de la lent.

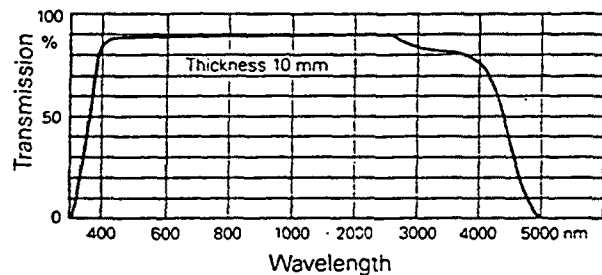
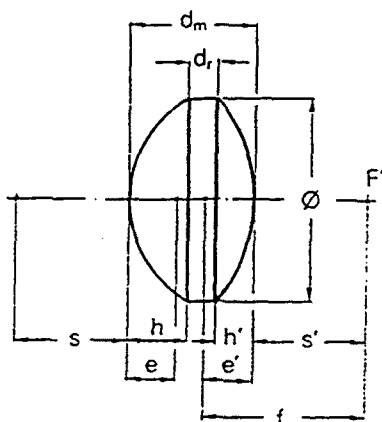


FIGURA 5.3.1.- Paràmetres de la lent de IRGN-6.

FIGURA 5.3.2.- Transmissància espectral de l'IRGN-6.

LENT BICONVEXA DE IRGN-6								
f_N	mm	20	h	mm	1.52	$f_{588 \text{ nm}}$	mm	20.04
$f_{1530 \text{ nm}}$	mm	20.65	h'	mm	0.24	$f_{852 \text{ nm}}$	mm	20.33
Φ	mm	12.5	e	mm	0.28	$f_{1014 \text{ nm}}$	mm	20.43
d_m	mm	3.0	e'	mm	1.65	$f_{1064 \text{ nm}}$	mm	20.45
d_r	mm	1.3	s	mm	20.37	$f_{2325 \text{ nm}}$	mm	21.00
Obertura Φ	mm	11.5	s'_{1530}	mm	19.00	$f_{3390 \text{ nm}}$	mm	21.73

Com ja s'ha vist pel sensor piroelèctric, no tota la radiació que arriba al detector procedeix de la zona superficial objecte. Per tant, s'ha recobert la paret interna del cilindre amb un material negre absorbent i s'han col·locat diaframes interns que limiten, sense tallar-lo, el feix de llum procedent de la zona superficial objecte. En alguns experiments la limitació del feix s'ha fet mitjançant un con acoblat a la part anterior de la lent.

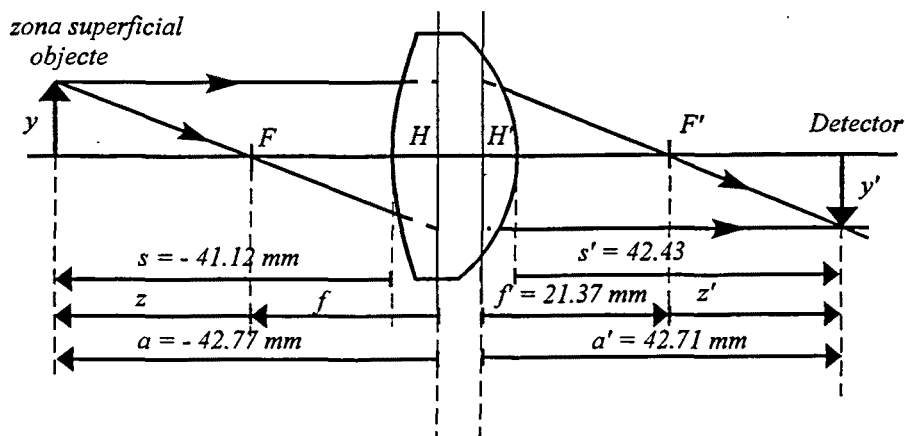


FIGURA 5.3.3.- Formació de la imatge a través de l'òptica del sensor seleniur de plom.

La Figura 5.3.3 és un esquema de la marxa de raigs corresponent a la formació de la imatge de la zona superficial objecte sobre el detector. S'ha pres $f = 21.37 \text{ mm}$ que correspon a una longitud d'ona mitja dins de l'interval de detectivitat del detector de seleniur de plom. Les dimensions de la muntura cilíndrica i de la lent impliquen que $s' = 42.43 \text{ mm}$ i $a' = 42.71 \text{ mm}$. Llavors, d'acord amb (5.2.1), resulta que $a = -42.77 \text{ mm}$ i, per tant, $s = -41.12 \text{ mm}$ ha de ser la distància entre la superfície emissora i la del diafragma que encapçala el

sensor. El diàmetre d'aquest diafragma, que és el diafragma d'obertura del sistema òptic, és $D_d = 2$ mm, mida que assegura l'eliminació de l'aberració esfèrica. La mida de la zona superficial objecte es pot determinar a partir de la mida del detector i de l'augment lateral del sistema òptic que és $\beta = a'/a = y'/y = -0.9986$.

L'angle sòlid mesurat des del centre de la zona superficial objecte fins al diafragma és:

$$\Omega = 2\pi(1 - \cos \theta) = 1.857 \cdot 10^{-3} \text{ sr}$$

on θ és l'angle format per l'eix òptic i la línia que uneix el centre de l'objecte i la vora del diafragma ($\tan \theta = D_d / 2s$). Com que les dimensions de l'objecte són petites en comparació amb la distància s , es considera que el valor de l'angle sòlid és el mateix des de tots els punts de l'objecte.

5.3.3.- Detector.

El detector que porta aquest sensor és un detector fotoconduïu de PbSe P791-02 de la casa Hamamatsu [Hamamatsu 1990-91], que treballa a temperatura ambient. Com que és un detector quàntic, l'interval de detectivitat és reduït i va des de $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ fins a $\lambda = 4.8 \mu\text{m}$. La tria del detector s'ha fet tenint en compte que la radiació que es vol detectar prové de mostres de vidre amb temperatures compreses entre $550 \text{ }^\circ\text{C}$ i $1100 \text{ }^\circ\text{C}$. Calculant teòricament la radiació emesa a aquestes temperatures es comprova que l'increment de radiació en funció de l'increment de temperatura és màxim per longituds d'ona compreses entre 1 i $4.5 \mu\text{m}$ que s'adapta suficientment a l'interval de detectivitat del detector triat. Les especificacions tècniques del detector que es troben al catàleg com són la detectivitat específica, les dimensions, la responsivitat, el *NEP*, el temps de resposta, etc., s'han reproduït a la Figura 5.3.4. Entre elles, les dimensions del detector determinen la resolució espacial del sensor. Com que es tracta d'un quadrat de $3 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$ i l'augment del sistema òptic és $|\beta| \approx 1$ la zona superficial objecte és també un quadrat de la mateixa mida i 3 mm és, doncs, la resolució espacial del sensor. Com que la quantitat de radiació que arriba al detector és suficientment gran, en alguns experiments s'ha col·locat un diafragma circular de 1 mm de diàmetre just davant del detector amb el que la resolució espacial queda reduïda a 1 mm . Hi ha altres característiques del detector que cal destacar com són la seva resposta espectral representada a la Figura 5.3.5 i el rang lineal dinàmic de la resposta en funció de la radiació incident que es representa a la Figura 5.3.6 [Hamamatsu 89, Hamamatsu 1990-91].

DETECTOR FOTOCONDUCTIU DE PbSe P791-02		
Area sensible	(mm)	3 x 3
Temperatura de treball	°C	+ 25
λ_p long. ona responsivitat màxima	(μm)	3.8
λ_c long. ona de tall	(μm)	4.8
Responsivitat a λ_p	(V/W)	500
Soroll típic	(μV)	1.5
Soroll màxim	(μV)	3
D (500,600,1) típica	($\text{cm Hz}^{1/2}/\text{W}$)	1×10^8
D (λ_p ,600,1)	($\text{cm Hz}^{1/2}/\text{W}$)	1×10^9
Temps de resposta 0 ~ 63%	(μs)	2 ~ 5

FIGURA 5.3.4.- Especificacions de catàleg [Hamamatsu 1990-91] corresponents al detector de PbSe.

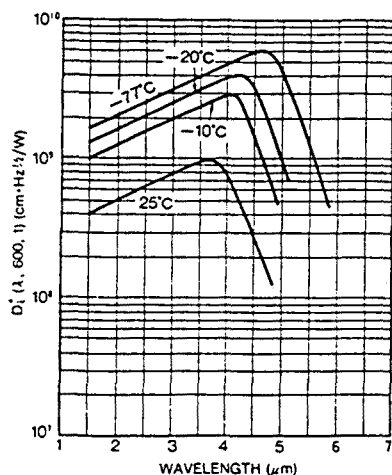


FIGURA 5.3.5.- Detectivitat espectral del detector de PbSe.

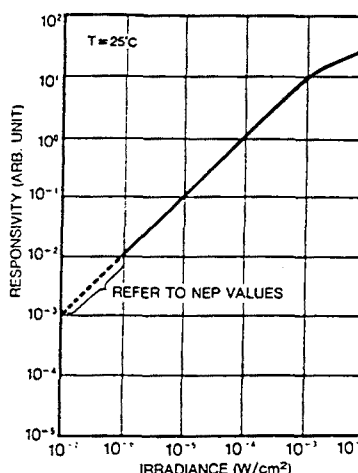


FIGURA 5.3.6.- Resposta del detector en funció de la radiació incident.

Les dades del catàleg es donen totes per una freqüència de modulació $\nu = 600$ Hz, que a la vista del valor del temps de resposta no produeix cap efecte de disminució de responsivitat degut a la modulació. En tots els experiments realitzats amb el sensor de seleniur de plom les mesures han estat fetes a la mateixa freqüència de 600 Hz, tal com s'ha explicat al paràgraf 5.3.1.

La longitud d'ona per la qual la detectivitat és màxima s'anomena λ_p i en aquest cas val $\lambda_p = 3.8 \mu\text{m}$. Segons les especificacions de la Figura 5.3.4, la responsivitat del detector és $R_p = 500 \text{ V/W}$ quan la longitud d'ona de la radiació incident és λ_p i la freqüència de modulació és de 600 Hz. La responsivitat espectral, R_λ , es troba multiplicant el valor de R_p per la corba de detectivitat específica normalitzada entre 0 i 1, es dir:

$$R_\lambda = R_p \frac{D_\lambda^*}{D_{pic}^*} \quad (5.3.1)$$

A aquesta responsivitat se li ha d'aplicar un factor de disminució degut al sistema d'amplificació lock-in.

5.3.4.- Calibratge.

El calibratge del sensor de seleniur de plom s'ha fet seguint els mateixos passos que en el cas anterior. Per un cantó s'ha mesurat la radiació emesa per un cos negre a diferents temperatures i per l'altre s'ha calculat teòricament la resposta esperada del sensor a les mateixes temperatures. També com en el cas anterior, la calibratge es completa comprovant la resposta del sensor a la radiació procedent de mostres de vidre de diferent gruix escalfades a temperatura uniforme. Com es veurà, la resposta depèn del gruix de la manera esperada, i a més coincideix amb la corresponent al cos negre per gruixos suficientment grans.

TAULA 5.3

T (°C)	S _{exp} (T) (mV)	T (°C)	S _{exp} (T) (mV)
1100	7.89	600	1.046
1050	6.80	550	0.767
1000	5.86	500	0.506
950	4.88	450	0.348
900	3.99	400	0.229
850	3.31	350	0.138
800	2.71	300	0.078
750	2.17	250	0.039
700	1.76	200	0.018
650	1.33		

A la TAULA 5.3 hi figuren els resultats del calibratge fet a partir de la radiació emesa per un cos negre a temperatures que van des de 200 fins a 1100

°C. La superfície emissora és un cercle de diàmetre $D_{cn} = 15.25$ mm (0.6"), molt més gran que la zona superficial objecte, que és un cercle de 1 mm de diàmetre.

A la Figura 5.3.7 hi ha la representació gràfica dels resultats de la TAULA 5.3 juntament amb els valors del senyal calculat teòricament tenint en compte les característiques del sensor. El càlcul es fa seguint els mateixos passos que en el cas del sensor piroelèctric, però ara l'única transmitància que s'ha de considerar és la de la lent i, més important, la responsivitat del detector de seleniur de plom varia amb la longitud d'ona. Contemplant això, l'expressió resultant pel senyal teòric és:

$$S(T) = A_{em} \cdot \Omega \cdot \varepsilon \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_{\lambda,b}(\lambda, T) \cdot T_l \cdot R_{exp} \frac{D_{\lambda}^*}{D_{pic}^*} d\lambda \quad (5.3.2)$$

on:

- $A_{em} = 0.7876$ mm².
- $\Omega = 1.857 \cdot 10^{-3}$ sr.
- $\varepsilon = 0.99$.
- λ_1 i λ_2 són les longituds d'ona de tall del detector amb valors $\lambda_1 = 1.5$ μm i $\lambda_2 = 4.8$ μm (veure Figura 5.3.5).
- T_l és la transmitància de la lent que varia amb la longitud d'ona d'acord amb la gràfica de la Figura 5.3.2.
- $R_{exp}(V/W)$ és el factor de responsivitat que multiplica a la detectivitat específica normalitzada del detector.

El valor de R_{exp} s'ha determinat igualant els valors de $S_{exp}(T)$ de la TAULA 5.3 amb els valors de $S(T)$ calculats segons (5.3.2), on R_{exp} no és més que un factor multiplicador. Aïllant-lo, es comprova que el seu valor no depèn de la temperatura i és:

$$R_{exp} \approx 200 \text{ V/W}$$

El total acord que s'observa a la Figura 5.3.7 entre $S_{exp}(T)$ i $S(T)$ indica que el detector de PbSe treballa amb aquesta responsivitat. D'acord amb el que s'ha exposat al paràgraf anterior, però, el seu valor hauria de coincidir amb el de $R_p = 500$ V/W. El quocient entre la responsivitat del catàleg i l'experimental resulta $R_p/R_{exp} \approx 2.5$ que és el factor que introdueix el lock-in per convertir el senyal de sortida en un senyal DC. El factor és més petit que el que es tenia pel sensor piroelèctric perquè el senyal AC és més quadrat en aquest cas que en aquell.

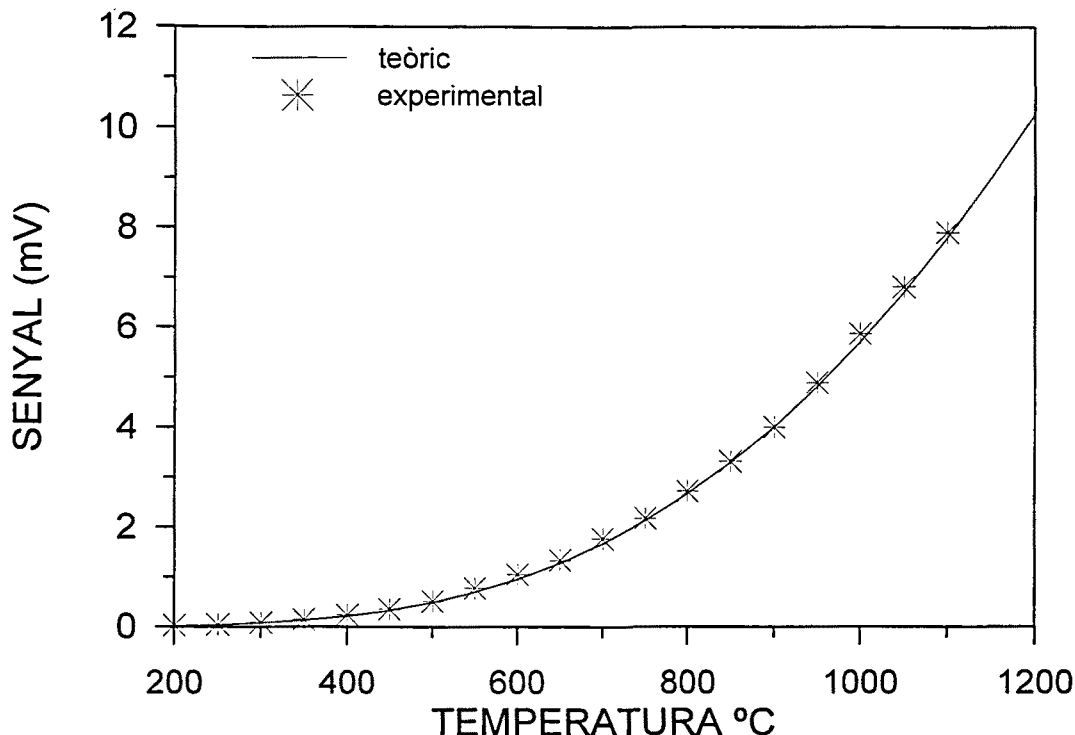


FIGURA 5.3.7.- Corbes experimental i teòrica corresponents al calibratge del sensor de seleniur de plom.

TAULA 5.4

T (°C)	$S_{exp}(T)$ (mV)	T (°C)	$S_{exp}(T)$ (mV)
600	10.43	237	0.427
500	5.56	200	0.243
400	2.9	175	0.155
300	1.07		

Pel que fa al calibratge fet amb mostres de vidre, s'ha de tenir en compte que la radiació que emeten depèn de dues variables, el gruix de vidre i la temperatura. A la TAULA 5.4 es reproduïxen els resultats corresponents a diferents temperatures, que van de 100 a 600 °C, i gruix constant, $D = 17$ mm. Aquest gruix és suficient com per considerar que la mostra és un cos perfectament absorbent a qualsevol longitud d'ona (òpticament gruixut) i, per tant, el seu comportament s'ha de correspondre amb el del cos negre i ha de coincidir amb els càlculs teòrics. En aquest cas les mesures han estat fetes sense posar el diafragma davant del detector i, per tant, la superfície emissora que s'ha de considerar per fer la comparació amb els valors teòrics és $A_{em} = 9.025$ mm². A la Figura 5.3.8 es mostren els resultats obtinguts amb el cos negre per aquesta àrea emissora juntament amb els corresponents al vidre i als calculats teòricament. El

senyal obtingut amb les mostres de vidre s'ha corregit com en el cas del sensor piroelèctric, és dir, les temperatures s'han augmentat en 20 °C respecte a les de la TAULA 5.4 i els valors S_{exp} s'han multiplicat pel quocient entre les emissivitats del cos negre i del vidre.

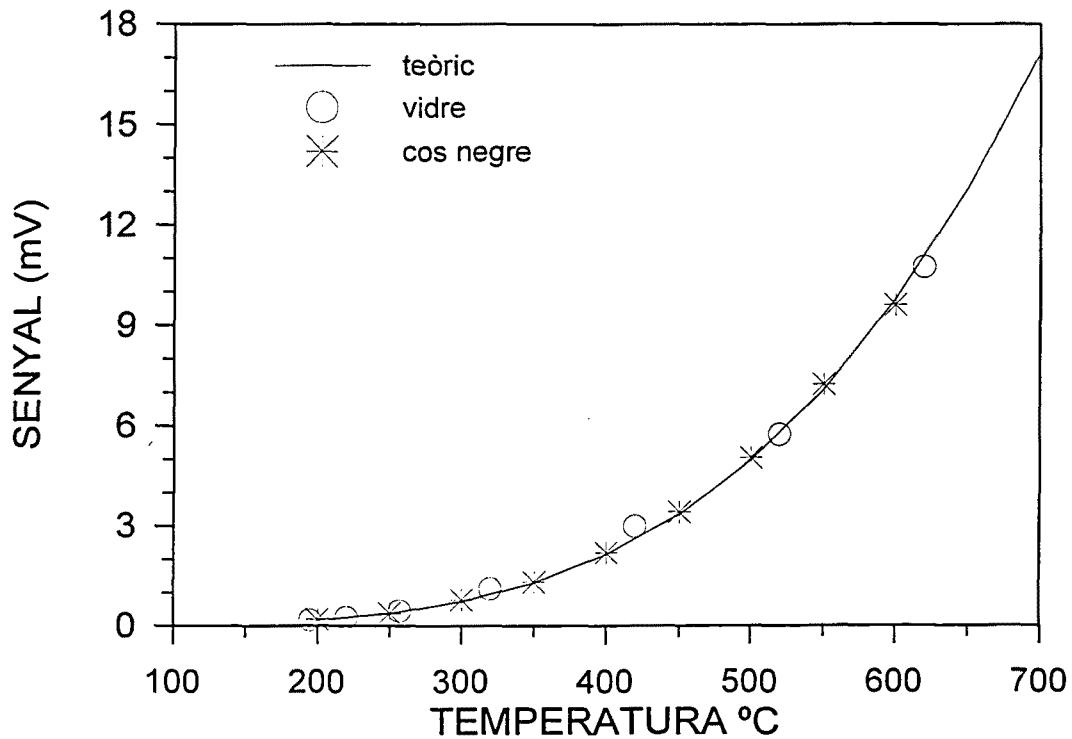


FIGURA 5.3.8.- Senyal obtingut amb el sensor de PbSe a partir de la radiació procedent de mostres de vidre escalfades a temperatura uniforme comparat amb els obtinguts amb cos negre i teòricament .

TAULA 5.5

D (mm)	$S_{exp}(T)$ (mV)	D (mm)	$S_{exp}(T)$ (mV)
0.59	2.00	4	6.75
1.32	3.70	6	8.00
1.65	4.25	10	8.50
2.11	5.20	15	9.50
3.00	5.95	17	9.00

A la TAULA 5.5 es reproduïxen els resultats de la mesura de la radiació emesa per mostres de vidre de diferents gruixos escalfades sempre a la mateixa temperatura de 600 °C. A la gràfica de la Figura 5.3.9 es comparen aquests resultats amb els que s'obtidrien teòricament tenint en compte el factor

d'emissivitat del vidre en funció del gruix (veure apartat 4.5.1) i la responsivitat espectral del detector, amb $R_{exp} = 200 \text{ V/W}$. L'acord que s'observa valida de nou aquest darrer valor.

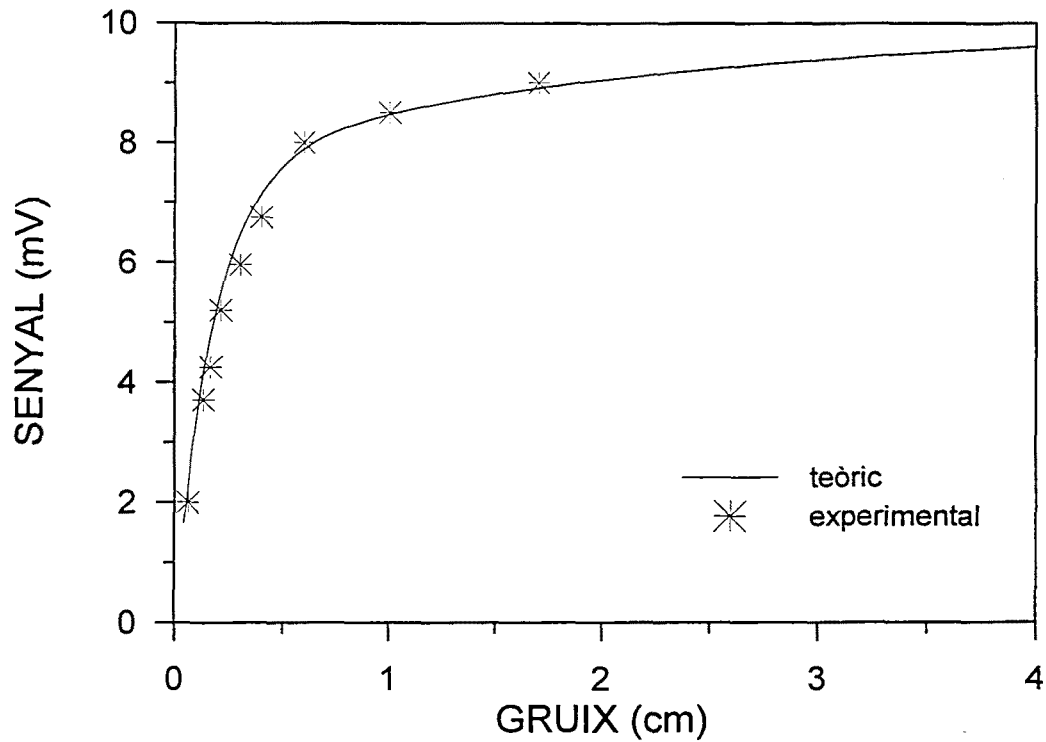


FIGURA 5.3.9.- Senyal obtingut amb el sensor de PbSe per mostres de vidre de diferents gruixos escalfades a $T = 600 \text{ }^\circ\text{C}$ comparat amb el calculat teòricament.

6.- EXPERIMENTS D'IRRADIA- CIÓ LÀSER SOBRE EL VIDRE. VALIDACIÓ DEL MODEL TEÒRIC.

En aquest capítol s'analitza des del punt de vista teòric i experimental el procés tèrmic del vidre en diversos experiments de poliment. A més, al final del capítol s'afegeix un apartat on s'analitza breument la qualitat final de les superfícies de vidre polides amb làser, necessari per plantejar la viabilitat industrial futura d'aquesta nova tècnica.

El procés tèrmic s'analitza a partir d'una sèrie d'experiments d'irradiació que, a més, s'han simulat teòricament amb els models 1D o 3D. La comparació entre els resultats experimentals i els simulats serveix per validar aquests dos models teòrics. Els experiments d'irradiació s'han dut a terme amb dos patrons d'irradiància làser que corresponen a maneres diferents d'uniformitzar el feix sobre les mostres. En els experiments descrits a l'apartat 6.1 la uniformització del feix es fa mitjançant un mirall facetat o mirall integrador i la irradiació és estàtica. Com que el làser utilitzat presenta una elevada coherència espacial, el feix reflectit en el mirall facetat té un perfil clarament no uniforme que indueix gradients transversals de temperatura molt notables [Ocaña et. al., 1996; Ocaña et. al., 1999]. Per veure fins a quin punt el valor de la conductivitat tèrmica del material pot influir en aquests gradients, es simulen amb el model 3D irradiacions sobre níquel a més de les corresponents al vidre. La comparació amb els resultats experimentals en aquest darrer cas es fa qualitativament a

través d'una imatge de la superfície tractada que dóna suport als resultats simulats amb el model 3D.

En els experiments descrits a l'apartat 6.2, el mètode utilitzat per uniformitzar el feix ha estat desenvolupat íntegrament en el marc del mateix projecte de recerca que inclou aquesta tesi i és motiu d'un altre treball de tesi. Es tracta del mètode de la integració activa [Armengol et. al. 1997, Vega et. al. 1998] i el seu resultat pel que fa a la uniformització de la irradiància és molt més satisfactori que en el cas anterior. Les simulacions es fan amb el model 1D i les temperatures resultants es contrasten a partir dels senyals obtinguts experimentalment amb els sensors Piroelèctric i de Seleniur de plom descrits al Capítol 5.

L'apartat 6.3 es dedica a l'estudi de la qualitat final de les superfícies de vidre polides amb làser. L'estudi es fa analitzant la textura final d'una zona de la superfície de la mostra que en cap cas és superior a 1 mm². Per tant, l'anàlisi es centra sobretot en l'estudi de la rugositat resultant mentre que l'ondulació (waviness) i els errors de forma s'analitzen amb menys detall.

6.1.- Irradiacions estàtiques amb un feix uniformitzat mitjançant un mirall facetat.

6.1.1.- Muntatge experimental i característiques del feix.

La Figura 6.1.1. mostra l'esquema de l'experiment d'irradiació analitzat en aquest apartat. El feix làser és dirigit cap a la superfície de la mostra mitjançant diferents elements òptics, entre els que cal destacar un expansor de feix i un mirall facetat. Pels motius exposats als Capítols 3 i 4, les mostres s'escalfen en un forn fins a 550 °C abans de ser irradiades, es treuen a l'exterior per ser irradiades i es tornen a posar al forn per tenir un control del procés de refredament.

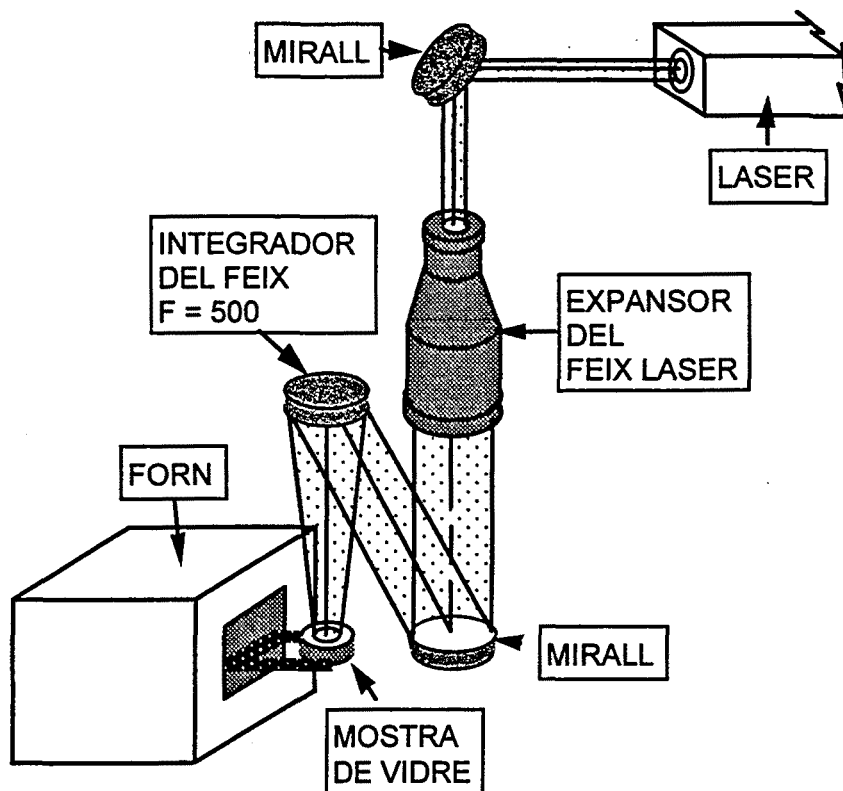


Figura 6.1.1.- Esquema del muntatge experimental corresponent a un experiment d'irradiació estàtica on s'uniformitza el feix mitjançant un mirall facetat.

L'expansor fa que el feix es reflecteixi sobre tota la superfície del mirall facetat. Els miralls facetats o integradors estan compostos per una matriu de facetes reflectores planes, els centres de les quals segueixen la superfície de revolució d'una cònica [Armengol 1995, Dagenais 1985, Dickey 1987, Dickey 1988]. Cada faceteta reflecteix una part del feix làser incident, de manera que el

feix reflectit queda dividit en parts procedents de cada una de les facetes (en anglès, "beamlets"). Aquestes parts es superposen en el pla focal del mirall on, en principi, es sumen les irradiàncies i s'obté un perfil més uniforme que l'inicial. Quan la coherència espacial del feix és gran, com és el cas de la majoria de làsers utilitzats en tractament de materials, el resultat de la superposició de les diferents porcions del feix dóna un patró interferencial molt contrastat, gens uniforme per tant. El làser amb el que s'han fet les irradiacions que es descriuen en aquest capítol és un làser de CO_2 ($\lambda = 10.6 \mu\text{m}$) que emet un feix coherent amb una distribució transversal d'irradiància que correspon aproximadament al mode TEM_{00} . El mirall integrador utilitzat és de molibdè, té una focal $f = 500 \text{ mm}$ i consta de 36 facetes quadrades la superfície de les quals és $8 \times 8 \text{ mm}^2$. Com a resultat del procés d'uniformització basat en el mirall integrador, el perfil d'irradiància que s'obté sobre la mostra col·locada en el pla focal del mirall és el que es representa a la Figura 6.1.2, on el patró interferencial presenta un contrast del 100%. La separació entre dos màxims d'interferència consecutius és, aproximadament, $d_{\text{exp}} = 0.66 \text{ mm}$. La zona irradiada pel feix és un quadrat de $\sim 8 \text{ mm}$ de costat que es correspon amb les dimensions de les facetes del mirall.

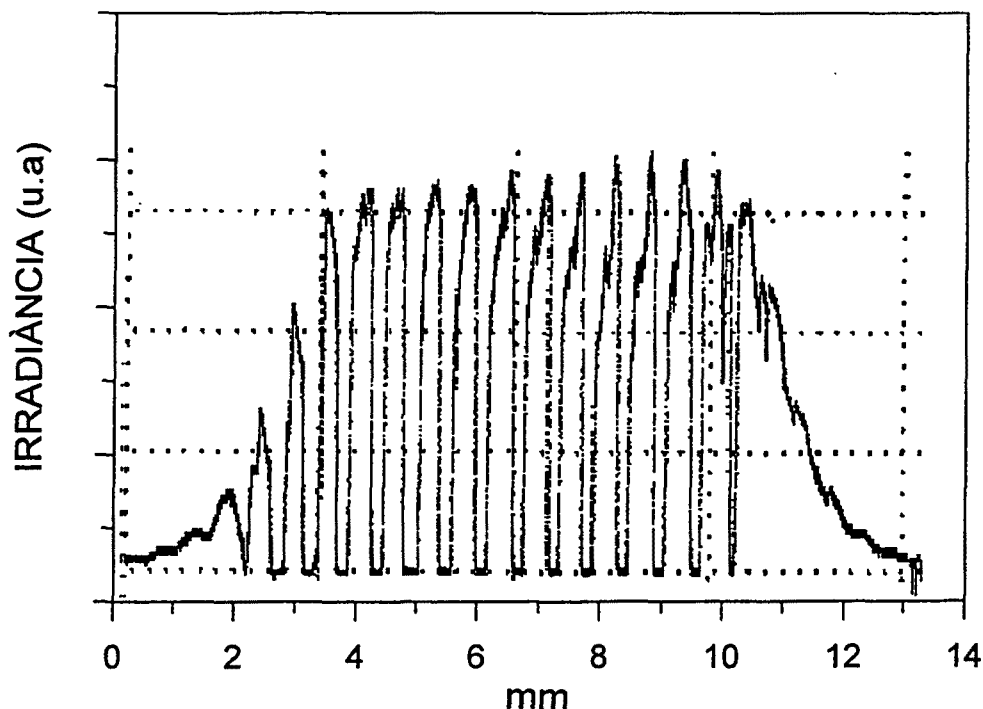


Figura 6.1.2.- Perfil d'irradiància làser experimental obtingut en el pla focal d'un mirall facetat amb 6×6 facetes. El perfil s'ha obtingut escorbant el feix amb un detector piroelèctric amb la superfície de detecció reduïda mitjançant un pinhole.

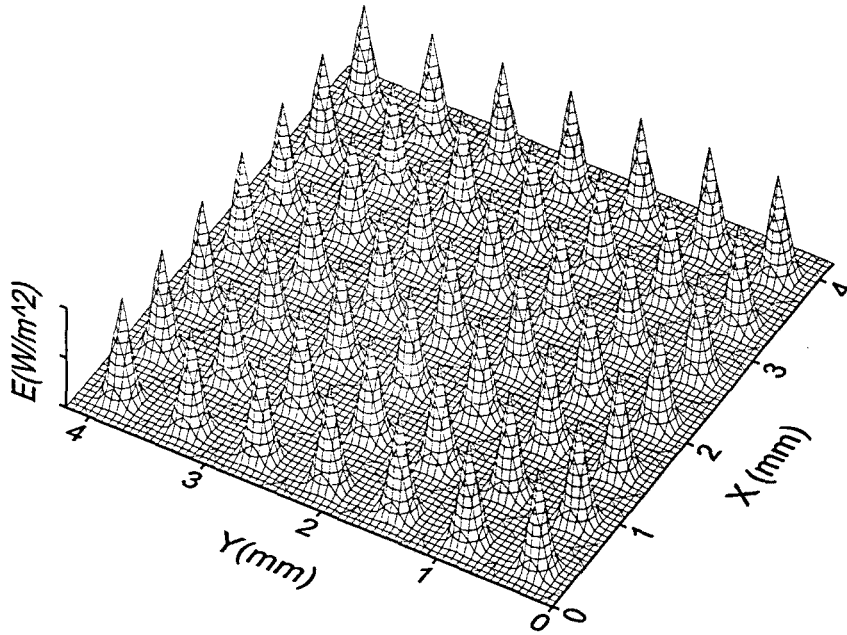


Figura 6.1.3.- Patró corresponent a la irradiància làser idealitzada en un quadrant de la secció del feix sobre la superfície de la mostra.

La Figura 6.1.3 mostra el patró d'irradiància idealitzat que segueix una funció matemàtica fàcil d'introduir en els programes de simulació teòrica. La representació gràfica correspon a un quadrant de la secció del feix sobre la superfície de la mostra, que és un quadrat de costat $l = 8.4$ mm. La separació entre màxims consecutius, o interfranja, és $d_{ideal} = 0.6$ mm, una mica més petita que la separació entre màxims mesurada sobre el perfil experimental, d_{exp} . L'expressió matemàtica per la irradiància, vàlida en la zona irradiada, és:

$$E(x,y) = E_0 \sin^8\left(\frac{\pi x}{d_{ideal}}\right) \cdot \sin^8\left(\frac{\pi y}{d_{ideal}}\right) \quad (6.1.1)$$

Aquesta expressió s'ha escollit basant-se en la comparació directa entre el perfil experimental i els perfils corresponents a diferents potències de la funció sinus. No té relació, doncs, amb la irradiància deduïda aplicant la teoria de les interferències. La irradiància està relacionada amb la potència làser a través de l'expressió:

$$\int_{x=0}^l \int_{y=0}^l E(x,y) dx dy = P_l \quad (6.1.2)$$

on P_l és la potència làser incident. A partir de (6.1.1) i (6.1.2) es dedueix que la relació entre E_0 i la potència làser és:

$$E_0 = P_l \frac{(128/35)^2}{l^2} \quad (6.1.3)$$

on el quocient del numerador correspon a la integració de la octava potència de les funcions sinus. Per un altre cantó, tal com s'explica a la introducció de l'apartat 4.6, en els càlculs de temperatura s'ha de tenir en compte que la irradiància transmesa cap a l'interior del vidre respon a l'expressió:

$$E(x, y, z) = (1 - R) \cdot E(x, y) \cdot e^{-\alpha z} \quad (6.1.4)$$

6.1.2.- Càlculs de temperatura.

En aquest apartat es simulen irradiacions sobre vidre fetes amb el perfil d'irradiància ideal representat a la Figura 6.1.3, utilitzant el model teòric 3D. Les no uniformitats del feix làser produeixen, com es veurà, gradients transversals de temperatura. La conductivitat tèrmica del vidre és relativament petita i s'espera, per tant, que aquests gradients siguin grans en comparació als que s'obtidrien per materials amb la conductivitat tèrmica més alta com els metalls. Amb l'objectiu de fer comparacions, es simulen també irradiacions sobre níquel i s'observa que els gradients tot i ser més petits, no són negligibles. En un i altre cas, a més, quan la irradiació s'interromp, els gradients transversals desapareixen ràpidament degut al flux lateral de calor [Ocaña et. al., 1996; Ocaña et. al., 1999].

La Figura 6.1.4 mostra la temperatura superficial obtinguda per una irradiació sobre vidre amb potència làser $P_l = 72.5$ W. La mostra irradiada és una làmina plana de vidre crown B-270 amb les propietats tèrmiques i òptiques que apareixen a la TAULA 4.2 i temperatura inicial $T_0 = 550$ °C. El gruix de la làmina és $D = 5$ mm i la seva superfície es considera infinita. La durada de la irradiació és $\tau = 1.5$ s i les temperatures representades corresponen a aquest instant de temps. Els pics de temperatura que s'observen es troben sobre els punts on la irradiància és màxima. La temperatura al pic central és $T_{MAX} = 1060$ °C i la temperatura corresponent a un dels mínims adjacents, sobre els quals la irradiància és zero, val $T_{MIN} = 870$ °C. El mapa tèrmic de la Figura 6.1.4 posa de manifest l'existència de flux lateral de calor, tant pel fet de que en els punts on la irradiància és zero les temperatures assolides són molt superiors a T_0 com pel fet de que, en terme mig, la temperatura decreix progressivament des del centre cap a les vores.

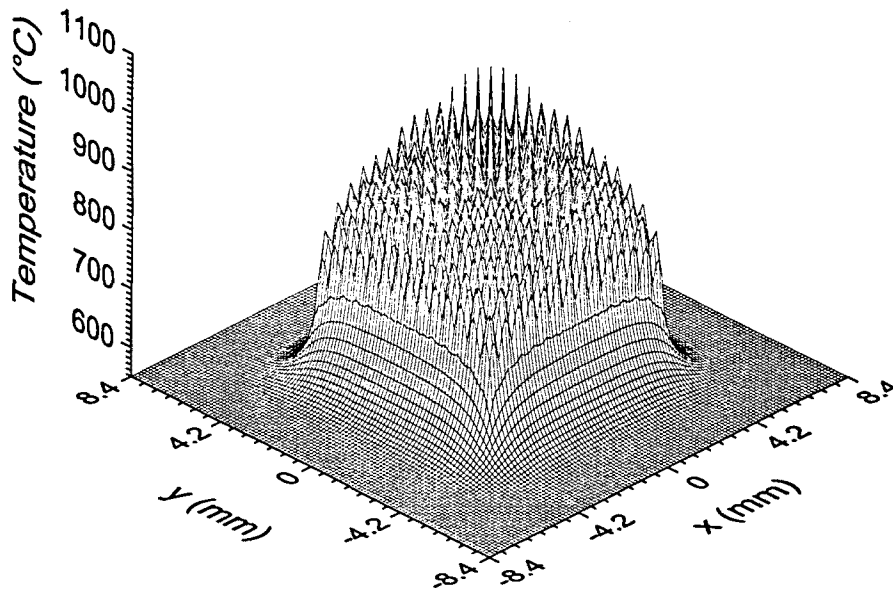


Figura 6.1.4.- Distribució de temperatures sobre la superfície d'una mostra de vidre calculada per una potència làser $P_l = 72.5 \text{ W}$ a l'instant $t = 1.5 \text{ s}$. La irradiància làser sobre la superfície de la mostra ve donada per (6.1.1).

La Figura 6.1.5 mostra l'evolució temporal de la temperatura en dos punts propers sobre la superfície de la mostra corresponents a un màxim i un mínim d'irradiància consecutius. La gràfica mostra clarament com la diferència de temperatura queda establerta des del començament de la irradiació. La figura mostra també el valor de la diferència de temperatures, amb un màxim lleugerament superior als $200 \text{ }^\circ\text{C}$, el que implica gradients transversals grans, de l'ordre de $670 \text{ }^\circ\text{C/mm}$. Tanmateix, cal destacar que, tot i que la conductivitat tèrmica del vidre és relativament petita, el flux lateral de calor és prou gran com per uniformitzar la temperatura superficial tan bon punt el làser deixa d'irradiar la superfície. Les velocitats de refredament són, en els primers instants, molt grans i clarament diferents amb valors de $7600 \text{ }^\circ\text{C/s}$ en els màxims i de $324 \text{ }^\circ\text{C/s}$ en els mínims.

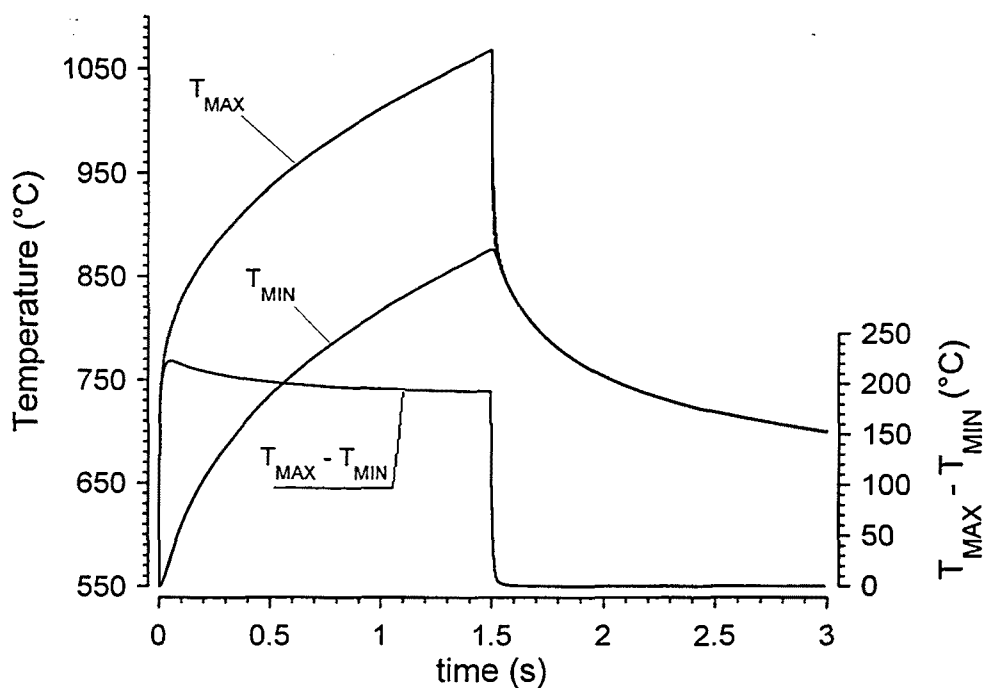


Figura 6.1.5.- Evolució temporal de la temperatura en dos punts propers de la superfície de la mostra corresponents a un màxim i un mínim consecutius d'irradiància en les condicions d'irradiació de la Figura 6.1.4.

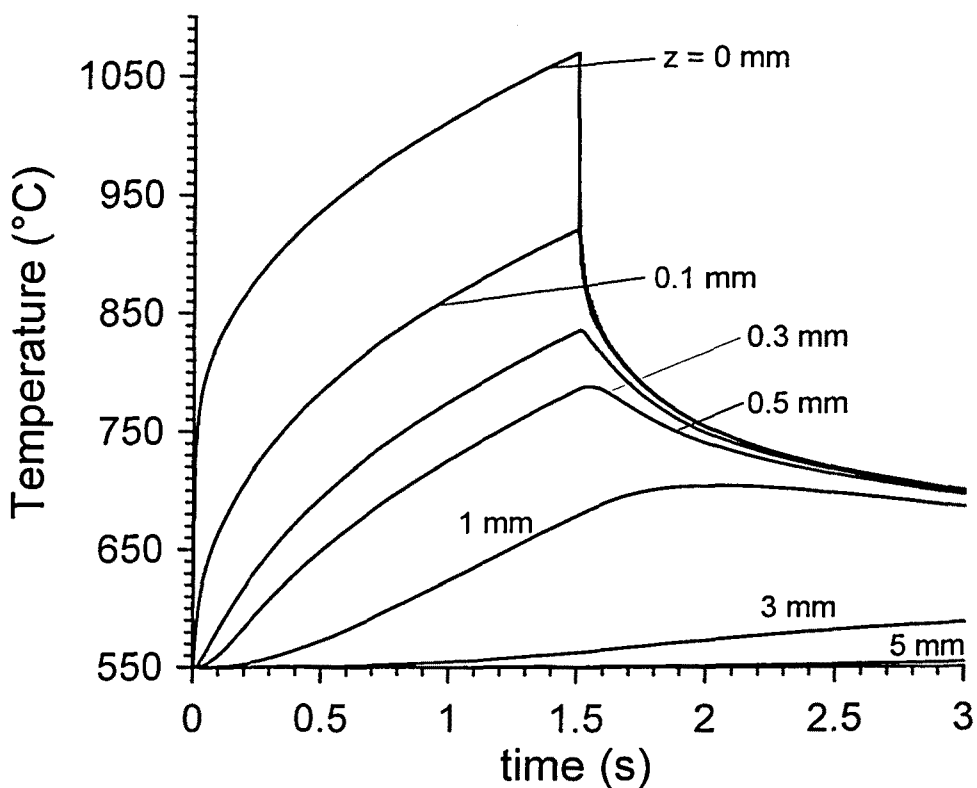


Figura 6.1.6.- Evolució temporal de la temperatura a diferents profunditats sota un punt de la superfície on la irradiància làser ha estat màxima.

Pel que fa als gradients de temperatura en profunditat, la Figura 6.1.6 mostra l'evolució temporal de la temperatura a diferents profunditats sota un punt de la superfície corresponent a un màxim d'irradiància. S'observa que els gradients són també elevats, de l'ordre de $1500 \text{ }^\circ\text{C}/\text{mm}$, i que un cop finalitzada la irradiació la uniformització de la temperatura fins a 0.5 mm de profunditat és relativament ràpida.

Com ja s'ha dit en el paràgraf introductori, s'han simulat irradiacions sobre níquel amb el mateix patró d'irradiància làser utilitzat pel vidre. Tant la conductivitat com la difusivitat tèrmiques del níquel tenen valors entre un i dos ordres de magnitud superiors als del vidre. La conductivitat tèrmica val $K = 91.5 \text{ W}/\text{m}\cdot\text{K}$ i, tenint en compte que la densitat i la calor específica del níquel valen respectivament $\rho = 8.89 \cdot 10^3 \text{ Kg}/\text{m}^3$ i $c_p = 437.5 \text{ J}/\text{Kg}\cdot\text{K}$, la difusivitat tèrmica resulta $k = 2.4 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$. Aquests valors són, respectivament, 40 i 25 vegades més grans que els corresponents al vidre. La potència làser utilitzada en la simulació sobre níquel s'ha ajustat per tenir la mateixa temperatura màxima que s'obtenia en el cas del vidre. Com que la reflectivitat del níquel és molt més elevada que la del vidre ($R_{Ni} = 0.98$), per tenir la mateixa temperatura màxima s'ha d'aplicar una potència làser molt més gran. El temps d'irradiació, la mida i la temperatura inicial de les mostres no canvia respecte al cas del vidre.

La Figura 6.1.7 mostra la distribució superficial de temperatures calculades per la irradiació sobre níquel amb potència làser $P_l = 800 \text{ W}$. El perfil de temperatures representat correspon a l'instant $t = 1.5 \text{ s}$, just quan finalitza la irradiació làser. S'observen pics de temperatura en els punts d'irradiància màxima similars als obtinguts en el cas del vidre. La temperatura al pic central és $T_{MAX} = 1060 \text{ }^\circ\text{C}$ i la dels mínims contigus és $T_{MIN} = 980 \text{ }^\circ\text{C}$, valor superior a l'obtingut en el cas del vidre. Per un altre cantó, la temperatura mitjana decreix des del centre cap a les vores de la zona afectada pel feix més ràpidament que en el cas del vidre. Queda demostrat, doncs, que el flux de calor és més gran en aquest segon cas. La Figura 6.1.8 mostra l'evolució temporal de la temperatura en dos punts propers sobre la superfície de la mostra corresponents a un màxim i un mínim consecutius d'irradiància. La diferència de temperatura es manté constant pràcticament des del primer moment i val $\sim 80 \text{ }^\circ\text{C}$, el que implica un gradient transversal de l'ordre de $260 \text{ }^\circ\text{C}/\text{mm}$, entre dues i tres vegades més petit que en el cas del vidre. La disminució del gradient no és, doncs, tan gran com es podria esperar comparant els valors de les conductivitats tèrmiques dels dos materials.

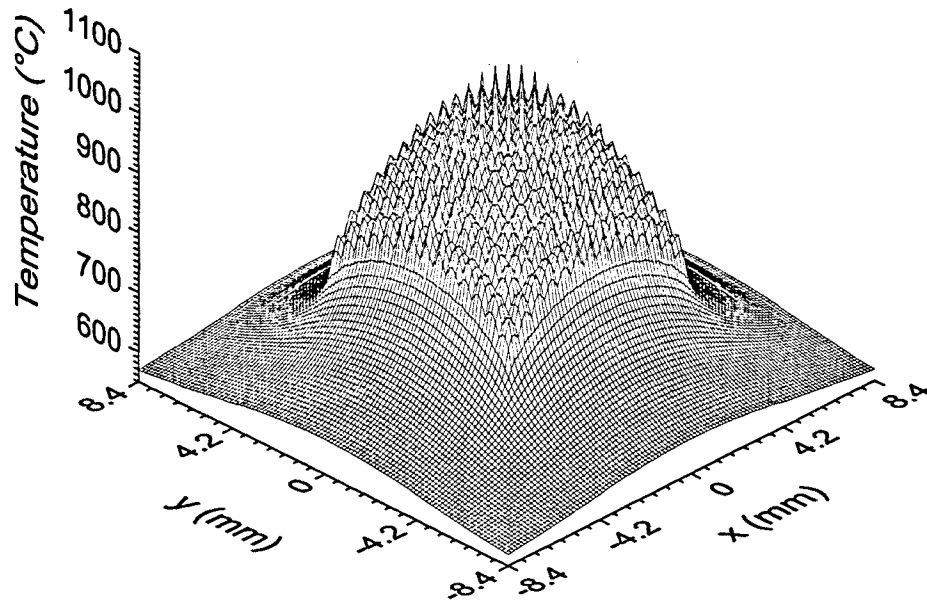


Figura 6.1.7.- Distribució superficial de temperatura simulada en una làmina de níquel per una potència làser $P_l = 800$ W a l'instant $t = 1.5$ s. El patró d'irradiància és el de la Figura 6.1.3.

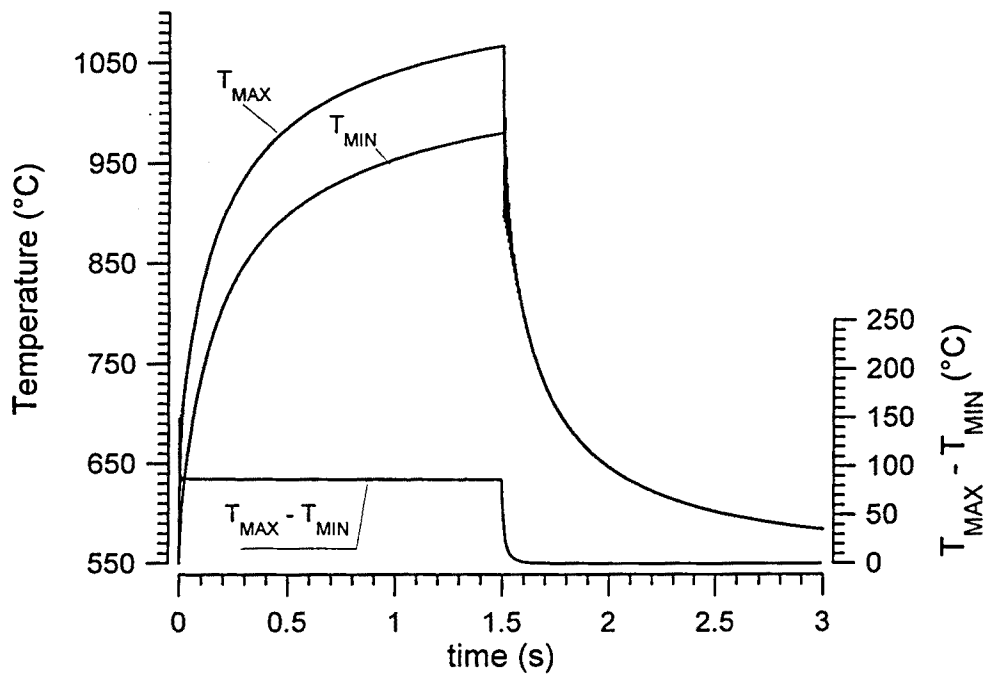


Figura 6.1.8.- Evolució temporal de la temperatura en dos punts propers de la superfície del níquel corresponents a un màxim i un mínim consecutius.

6.1.3.- Comparació teoria – experiment en el cas d'irradiacions sobre vidre.

En aquest apartat es comparen els resultats representats a les Figures 6.1.4, 5 i 6, que corresponien a la simulació d'una irradiació sobre vidre, amb els que s'obtenen en un experiment real d'irradiació fet en condicions similars. La Figura 6.1.9 mostra el diagrama de línies isotèrmiques corresponent a la distribució superficial de temperatures representada a la Figura 6.1.4. Com es veu, la superfície de la mostra assoleix temperatures iguals o superiors als 1000 °C només en les zones més properes als pics de temperatura. Per tant, i d'acord amb la informació donada als Capítols 3 i 4, només en aquestes zones hi podria haver flux superficial de vidre, si es fa cas als resultats de la simulació.

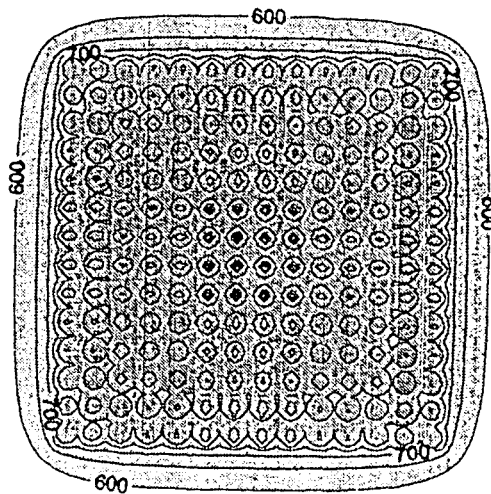


FIGURA 6.1.9.- Mapa de línies isotèrmiques corresponent a la distribució superficial de temperatures de la Figura 6.1.4.

La Figura 6.1.10 mostra la microfotografia d'una superfície de vidre real, irradiada amb un feix làser reflectit en un mirall integrador d'acord amb el muntatge experimental esquematitzat a la Figura 6.1.1, on el perfil d'irradiància del feix és el que s'ha representat a la Figura 6.1.2. La microfotografia mostra sis zones arrenclerades on la rugositat superficial del vidre ha disminuït visiblement respecte a la resta de la superfície, fet que es dedueix de l'aparença més polida d'aquestes zones. La posició d'aquestes zones correspon als punts on la irradiància làser és màxima ja que la separació entre els seus centres és ~ 0.67 mm i coincideix pràcticament amb la separació entre màxims en el feix (Figura 6.1.2). Comparant la micrografia amb el rectangle

marcat en el mapa de línies isotèrmiques de la Figura 6.1.9, s'observa la correspondència entre les zones polides a la micrografia i les zones amb temperatura superior o igual als 1000 °C en el rectangle. La conclusió és, doncs, que el model 3D reproduïx correctament els resultats experimentals.

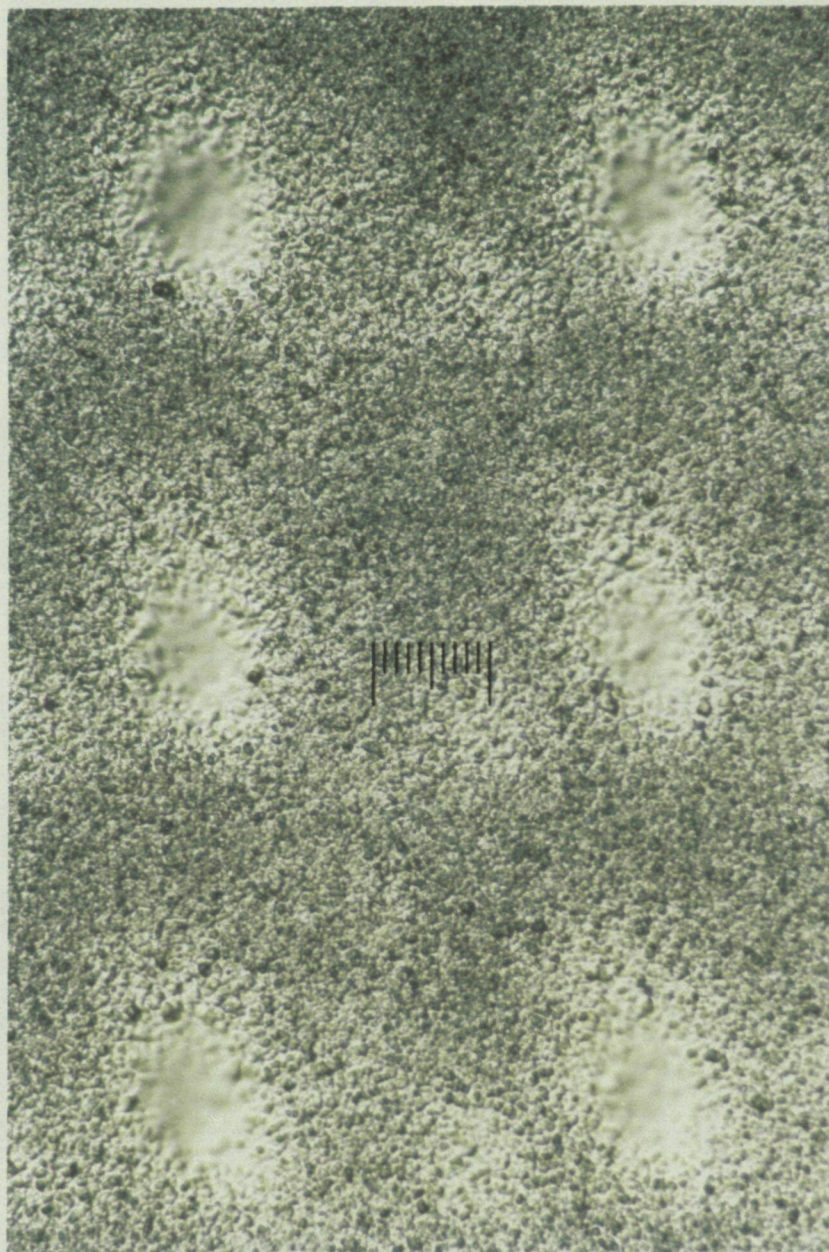


FIGURA 6.1.10.- Reproducció de la microfotografia d'una superfície de vidre B-270 irradiada amb un feix làser reflectit sobre un mirall integrador amb un patró interferencial per la irradiància.

6.2.- Irradiacions amb un feix uniformitzat mitjançant el mètode de la integració activa.

Aquest apartat es centra en l'estudi de nou experiments de poliment duts a terme amb un feix làser uniformitzat sobre la superfície de la mostra mitjançant el mètode de la integració activa [Armengol et. al. 1997, Vega et. al. 1998]. El procés tèrmic induït a les mostres es simula amb el model 1D i els resultats es comparen amb els senyals mesurats experimentalment amb els sensors electro-òptics descrits al Capítol 5.

A l'apartat 6.2.1 es descriu el procediment seguit en els nou experiments de poliment, és dir, el muntatge experimental, les característiques de les mostres irradiades i les del feix làser utilitzat. Com en el cas descrit a l'apartat anterior la irradiància del feix sobre la superfície de la mostra s'ha mesurat experimentalment, però en els programes de simulació s'utilitza una expressió matemàtica idealitzada per la irradiància. A l'apartat 6.2.2 es discuteix la correspondència entre la irradiància real i la ideal, ja que, en principi, aquesta darrera pot semblar excessivament simplificada. A l'apartat 6.2.3 es descriuen els paràmetres rellevants en els experiments que són les dimensions del feix sobre la superfície de les mostres, la potència làser i la velocitat d'escombrada. A l'apartat 6.2.4 s'explica i es justifica el procediment de càlcul seguit per simular teòricament tant el senyal obtingut amb el sensor piroelèctric com l'obtingut amb el de seleniur de plom. A l'apartat 6.2.5, com a conclusió de l'anàlisi del procés tèrmic i com a validació del model 1D, es fa la comparació entre els senyals teòrics i experimentals dels sensors.

6.2.1.- Muntatge experimental i característiques del feix.

El muntatge experimental utilitzat per fer les irradiacions làser descrites en aquest apartat és similar al de la Figura 6.1.1 de l'apartat anterior. Pel que fa al forn on es troben les mostres abans i després de la irradiació no hi ha cap diferència. En canvi, els elements òptics que condueixen el feix làser cap a la superfície de les mostres canvien ja que el mètode d'uniformització del feix és diferent. A més, a l'esquema de la Figura 6.1.1 s'hi hauria d'afegir el sensor electro-òptic que mesura la radiació IR emesa per les mostres durant l'experiment de poliment. El seu posicionament respecte a la mostra i el feix és el mateix que s'indica a la Figura 5.2.1.

Les mostres han estat en tots els casos peces de vidre TRC33 circulars de 80 mm de diàmetre i de 5 mm de gruix, amb la superfície esfèrica còncava o convexa. El radi de curvatura és en tots els casos $R = 101$ mm i la rugositat inicial de les mostres és de 500 nm com a màxim. Abans de la irradiació les mostres s'escalfen en el forn fins a 550 °C, es treuen en el moment de la

irradiació i es tornen a posar al forn per tenir un control del procés de refredament, com en el cas descrit a l'apartat anterior.

El làser utilitzat en aquests experiments és un làser de CO_2 que emet un feix coherent en el mode TEM^*_{01} amb una potència màxima de 2 KW. Al llarg del seu recorregut el feix és remodelat de manera que la seva secció sobre la superfície de les mostres és un rectangle de dimensions $\Delta x \cdot \Delta y$. La dimensió Δy és aproximadament igual al diàmetre de les mostres i la dimensió Δx és molt més petita i es pot ajustar experimentalment entre 2 i 18 mm. Per tal d'irradiar tota la superfície cal que el feix escombri la mostra amb una velocitat v constant i paral·lela a la direcció X , tal com mostra la Figura 6.2.1.

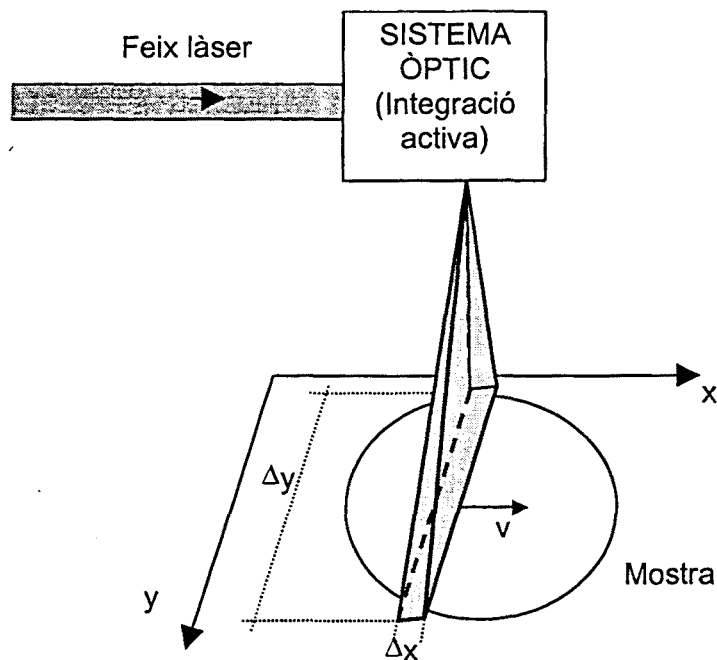


FIGURA 6.2.1.- Dimensions i recorregut del feix sobre la mostra que es vol polir.

La remodelació del feix es fa segons el mètode de la integració activa, ja citat anteriorment. L'element òptic més rellevant en aquest mètode és un mirall de dues facetes, una de les quals oscil·la accionada per un actuador piezoelèctric. El mirall divideix el feix en dues parts que, degut a la inclinació relativa entre les dues facetes es superposen parcialment. Com que el feix és coherent, el resultat de la superposició és un patró interferencial molt contrastat en la direcció Y . Quan s'activa l'actuador piezoelèctric una de les facetes es mou periòdicament i s'estableix una diferència de fase periòdica entre les dues parts reflectides del feix. Per tant el patró d'interferència oscil·la sobre la superfície de la mostra i la mitjana temporal del patró d'irradiància resulta

uniforme en la direcció Y. La forma rectangular del feix s'aconsegueix amb dues lents de ZnSe amb recobriments antireflectants a $10.6 \mu\text{m}$. La primera és una lent cilíndrica convergent i la segona és una lent esfèrica divergent. Canviant les distàncies entre les dues lents es poden canviar les dimensions Δx i Δy sobre la superfície de la mostra.

La Figura 6.2.2 mostra els perfils d'irradiància làser mesurats experimentalment en el pla de la superfície de les mostres. Segons la direcció Y el perfil es pot considerar quasi uniforme, amb variacions que no superen el 20 % respecte el valor màxim. Segons la direcció X el perfil és pràcticament gaussià. La uniformitat energètica en aquesta direcció s'aconsegueix mitjançant l'escombrat, gràcies al qual la quantitat total d'energia aportada pel làser serà la mateixa sobre tots els punts de la mostra.

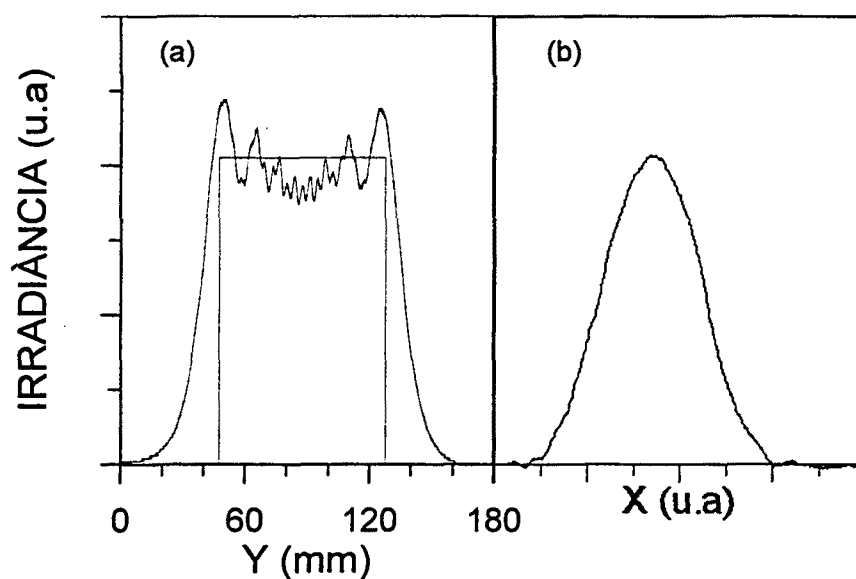


FIGURA 6.2.2.- Perfils experimentals de la irradiància làser sobre la superfície de la mostra. Els perfils han estat mesurats escombrant el feix tant en la direcció Y (a), com en la direcció X (b), mitjançant una esclatxa i un "pinhole", respectivament, col·locats davant d'un detector piroelèctric.

La Figura 6.2.3 mostra el perfil d'irradiància idealitzat, que correspon a una funció matemàtica fàcil d'introduir en els programes de simulació teòrica. La funció només varia amb x i és la gaussiana:

$$E(x, y) = E_{\max} \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-c}{d} \right)^2} \quad (6.2.1)$$

vàlida només en el rectangle $\Delta x \cdot \Delta y$. D'acord amb la Figura 6.2.3, $c = \Delta x/2$. El perfil experimental també s'ajusta bé amb la funció:

$$E(x,y) = E_{max} \sin^4\left(\frac{\pi X}{\Delta X}\right) \quad (6.2.2)$$

tal com mostra la Figura 6.2.3 (b). En les simulacions s'ha utilitzat tant l'aproximació (6.2.1) com la (6.2.2). Les constants E_{max} , d , Δx i Δy estan relacionades amb la potència làser a través de la igualtat:

$$\int_0^{\Delta x} \int_0^{\Delta y} E(x,y) dx dy = P_l \quad (6.2.3)$$

on, com en el cas anterior, P_l és la potència làser incident. Si es considera la irradiància (6.2.1) llavors la integral resulta:

$$E_{max} d \sqrt{2\pi} \Delta y = P_l \quad (6.2.4)$$

Si es pren el perfil sinusoidal, llavors:

$$E_{max} \frac{3}{8} \Delta x \Delta y = P_l \quad (6.2.5)$$

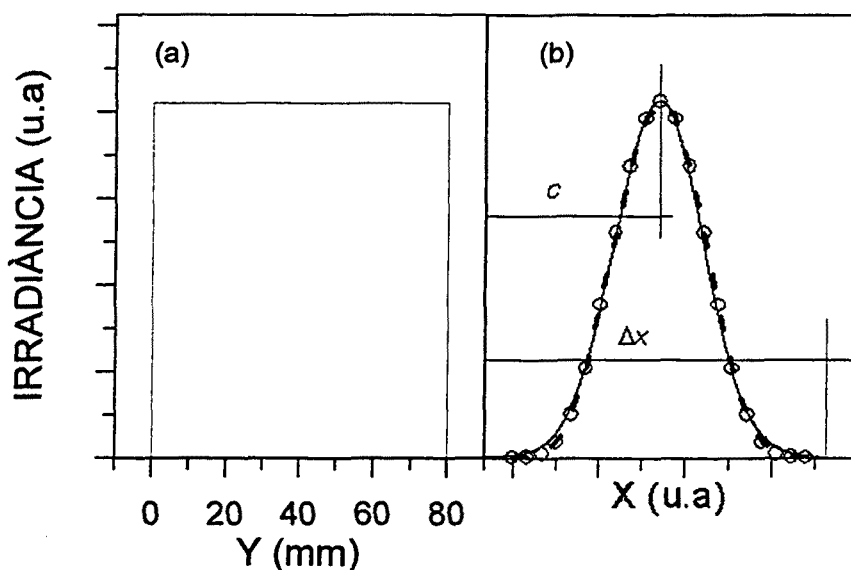


FIGURA 6.2.3.- Perfils idealitzats corresponents a la irradiància làser sobre la superfície de la mostra segons les direccions Y (a) i X (b). En (b) la línia contínua correspon a l'expressió (6.2.1) i la línia discontinua amb cercles correspon a (6.2.2).

6.2.2.- Discussió sobre el perfil idealitzat d'irradiància làser.

L'objectiu d'aquest apartat és justificar per què el perfil d'irradiància làser segons la direcció Y es pren uniforme, tot i que la Figura 6.2.2 mostra que experimentalment no ho és. Amb aquesta finalitat, s'ha utilitzat el model 3D per calcular els gradients transversals de temperatura originats per petites no uniformitats del feix en la direcció Y , quan es simula una irradiació sobre vidre. Les no uniformitats considerades són del 20 % com a màxim, que correspon a les variacions observades en la mesura experimental del perfil.

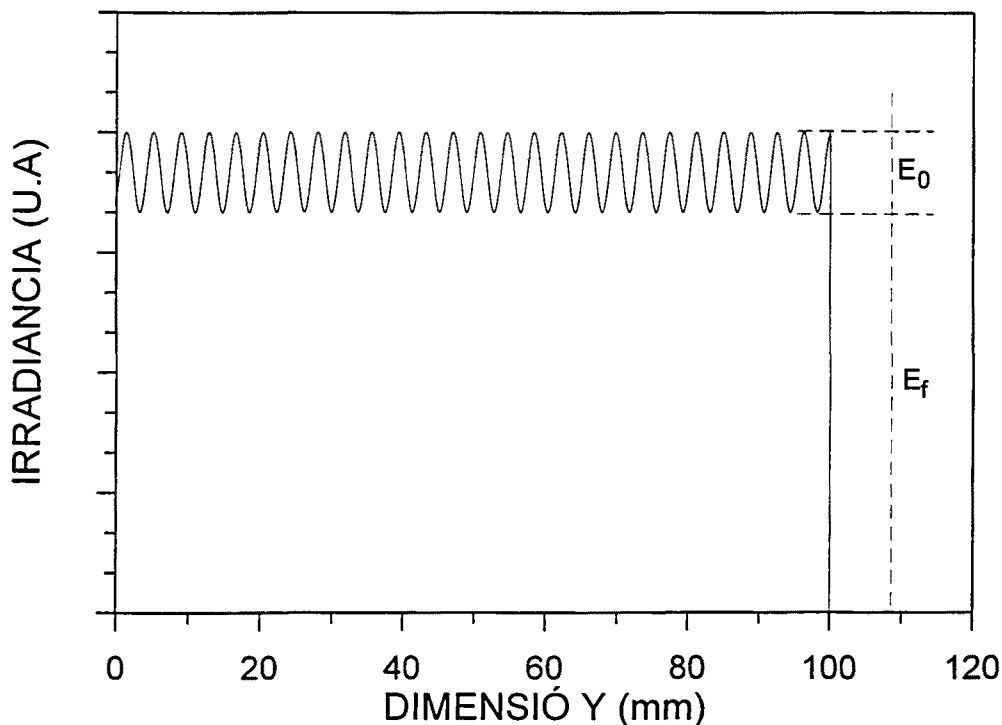
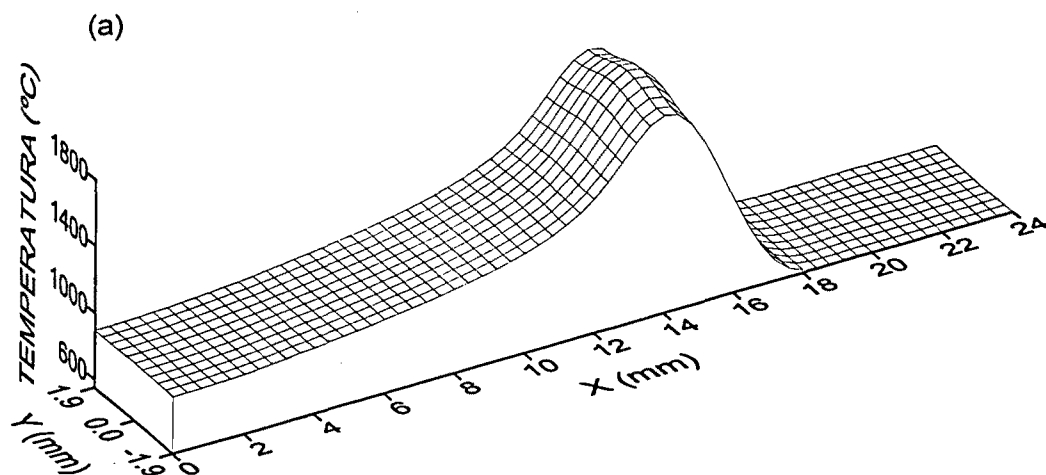


FIGURA 6.2.4.- Perfil d'irradiància utilitzat en les simulacions 3D per analitzar els perfils transversals de temperatura.



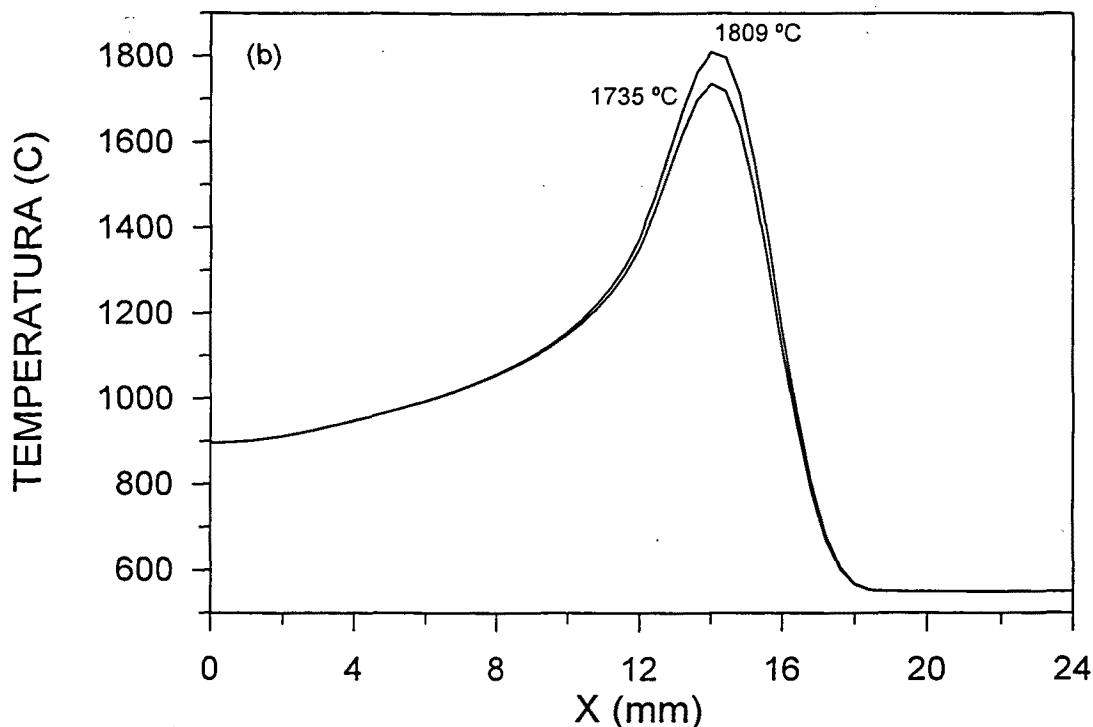


FIGURA 6.2.5.- Temperatures simulades per una irradiació sobre vidre amb el patró d'irradiància (6.2.7) i amb els paràmetres d'irradiació que figuren a la segona columna de la TAULA 6.1. (a) Distribució superficial de temperatures. (b) Perfils de temperatura en dos punts de la superfície sobre els que la irradiància ha estat màxima i mínima respectivament.

La Figura 6.2.4 mostra el perfil d'irradiància segons al direcció Y amb el que s'han fet les simulacions que s'exposen en aquest apartat. L'expressió matemàtica que descriu aquest perfil és:

$$E(y) = E_F + E_0 \sin^2\left(\frac{\pi}{d_{ideal}} y\right) \quad (6.2.6)$$

on d_{ideal} és la separació entre màxims d'intensitat. El perfil d'irradiància segons l'eix X és com el de la Figura 6.2.3 (b) de manera que la irradiància en el pla de la mostra resulta:

$$E(y, x) = \left[E_F + E_0 \sin^2\left(\frac{\pi}{d_{ideal}} y\right) \right] \cdot \sin^4\left(\frac{\pi X}{\Delta x}\right) \quad (6.2.7)$$

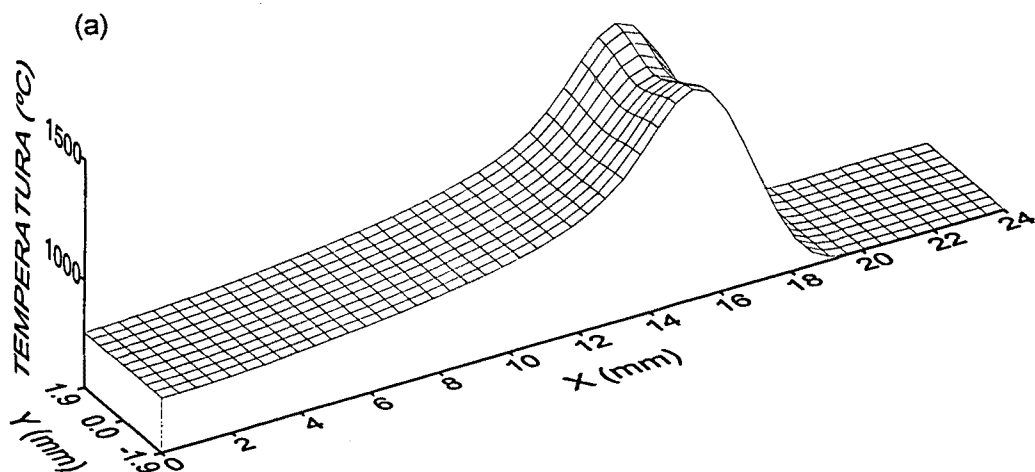
vàlida en la zona irradiada $\Delta x \cdot \Delta y$. Si es simula el cas d'un feix amb aquestes característiques que escombra una mostra de vidre TRC33 s'obtenen els resultats representats a la Figura 6.2.5. Els valors numèrics que caracteritzen la irradiació són els que apareixen a la segona columna de la TAULA 6.1. La relació entre E_0 i E_F és del 10 % i la diferència màxima de temperatura entre

dos punts sobre els que la irradiància és màxima i mínima respectivament resulta $\Delta T = 74 \text{ }^\circ\text{C}$ que representa un $\sim 6 \%$ sobre l'augment total de temperatura a la superfície de la mostra.

TAULA 6.1

$E_0 \text{ (W/m}^2\text{)}$	$4.0635 \cdot 10^5$	$3.88 \cdot 10^5$
$E_F \text{ (W/m}^2\text{)}$	$4.0635 \cdot 10^5$	$19.4 \cdot 10^5$
$\Delta x \text{ (mm)}$	8	8
$\Delta y \text{ (mm)}$	100	100
$d_{ideal} \text{ (mm)}$	3.8	3.8
$v \text{ (mm/s)}$	5.3	2.67
$t \text{ (s)}$	3.8	7.5

La Figura 6.2.6 mostra les temperatures resultants d'una segona simulació on els valors numèrics que caracteritzen la irradiació són els de la tercera columna de la TAULA 6.1. En aquest cas la relació entre E_0 i E_F és del 20 % i la diferència màxima de temperatura entre dos punts de la superfície irradiats respectivament per un màxim i un mínim d'intensitat és $\Delta T = 78 \text{ }^\circ\text{C}$, que significa el 9 % de l'augment total de temperatura a la superfície de la mostra. Les diferències de temperatura ΔT obtingudes en les dues simulacions no són comparables directament ja que la potència làser i el temps d'irradiació no han estat els mateixos en els dos casos.



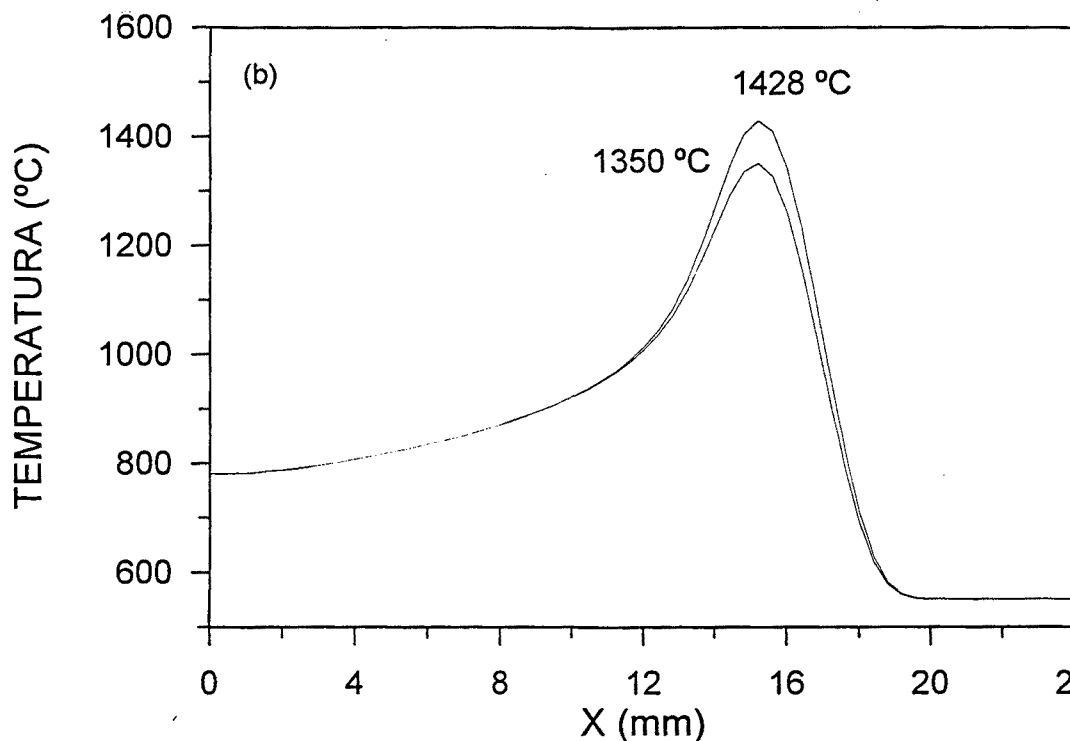


Figura 6.2.6.- Temperatures simulades per una irradiació sobre vidre amb el patró d'irradiància (6.2.7) i els paràmetres d'irradiació de la tercera columna de la Taula 6.1. (a) Distribució superficial de temperatures. (b) Perfils de temperatura en dos punts de la superfície sobre els que la irradiància ha estat màxima i mínima respectivament.

A partir dels valors de ΔT s'obtenen els gradients transversals de temperatura. Per la primera irradiació el gradient resulta ~ 39 °C/mm i per la segona ~ 41 °C/mm. Donat que les temperatures superficials augmenten, respectivament, 1200 °C i 800 °C durant les irradiacions, la importància relativa d'aquests gradients és petita i amb aquest argument es consideren les irradiacions ideals com uniformes segons l'eix Y.

6.2.3.- Paràmetres de l'experiment.

A l'hora de dissenyar els experiments d'irradiació, els paràmetres sobre els quals es té control són la potència làser, les dimensions Δx i Δy del feix sobre la superfície de les mostres i la velocitat d'escombrada, v (veure Figura 6.2.1). Els dos primers determinen la irradiància sobre la superfície de les mostres. El valor de Δx i el de la velocitat d'escombrada determinen el temps, τ , que dura la irradiació sobre cada punt de la superfície de les mostres. Des del punt de vista tèrmic, els resultats dels experiments depenen del valor de la irradiància i del temps d'irradiació τ . Tot i que per les irradiacions plantejades en aquest capítol, la irradiància no és uniforme, és útil plantejar el problema en funció d'una irradiància mitja sobre la superfície de la mostra, E_M , definida com:

$$E_M = \frac{(1-R) \cdot P_I}{\Delta x \cdot \Delta y} = \frac{P_{It}}{\Delta x \cdot \Delta y} \quad (6.2.8)$$

on $\Delta x \cdot \Delta y$ és l'àrea irradiada, P_I és la potència làser incident, R és la reflectivitat del vidre i P_{It} és la potència làser transmesa al vidre. El temps d'irradiació sobre cada punt de la superfície de la mostra és:

$$\tau = \frac{\Delta x}{v} \quad (6.2.9)$$

on v és la velocitat d'escombrada del feix. El producte ($E_M \cdot \tau$) és l'energia total aportada pel làser al vidre per unitat de superfície. Per tant, en la gràfica τ - E_M representada a la Figura 6.2.7 les hipèrboles corresponen al conjunt d'irradiacions per les quals l'energia dipositada per unitat de superfície és la mateixa. Per aquest motiu, les hipèrboles seran citades a partir d'ara com línies isoenergètiques. Els punts marcats a la gràfica indiquen les condicions en les que s'han fet els nou experiments que s'analitzen en aquest capítol. Tots ells han estat fets amb la mateixa mida $\Delta x \cdot \Delta y$ del feix sobre la superfície de la mostra. Els punts que queden sobre la línia vertical corresponen a la mateixa irradiància mitja i a temps d'irradiació progressivament més grans. Són, doncs, experiments fets amb la mateixa potència làser i amb velocitats d'escombrada progressivament més petites. Els punts situats sobre la línia horitzontal representen experiments fets amb potències creixents per un valor fix de la velocitat d'escombrada. És interessant destacar que els nou punts queden sobre cinc línies isoenergètiques diferents amb dos punts sobre cada línia excepte el que queda sol sobre la línia central. Tot i que l'energia dipositada en el vidre sigui igual per dos punts situats sobre la mateixa línia, es demostra tant teòricament com experimental que la dinàmica del procés tèrmic és diferent.

Tal com es veu a la Figura 6.2.7 els experiments s'han numerat de l'u al nou i els paràmetres corresponents a cada un d'ells són els que apareixen a la TAULA 6.2. La secció del feix sobre la superfície de la mostra ha estat la mateixa en tots els casos, amb $\Delta y = 80$ mm i $\Delta x = 17$ mm. Degut al pas pels diferents elements òptics del recorregut, la potència làser mesurada experimentalment sobre la superfície de la mostra és ($0.8 P_I$), on P_I és la potència de sortida. Com que es pren la reflectància del vidre a $10.6 \mu\text{m}$ com $R = 0.22$ llavors la potència làser transmesa al vidre resulta $P_{It} = 0.624 P_I$.

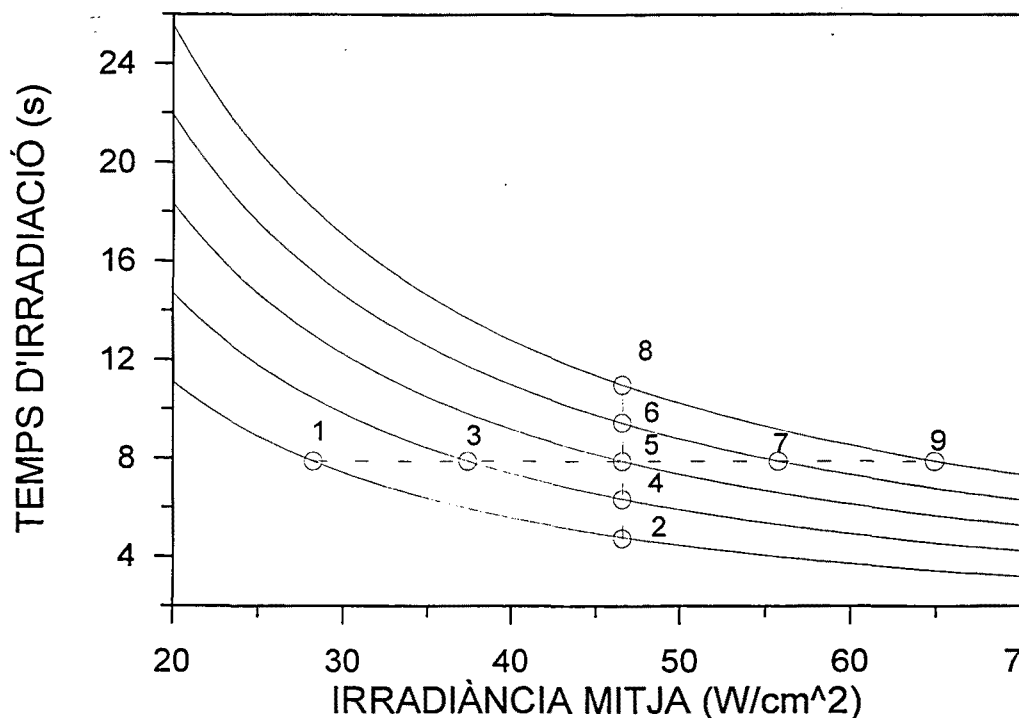


Figura 6.2.7.- Línies isoenergètiques en una gràfica τ (temps d'irradiació)- E_M (irradiància mitjana). S'han marcat les condicions en les que s'han fet els experiments de poliment descrits en aquest capítol.

TAULA 6.2

EXPERI- MENT N°	$\Delta x \cdot \Delta y$ (cm ²)	P_I (W) =	E_M (W/cm ²)	v (cm/s)	τ (s)	$(1-R)E_{max}$ (W/cm ²)
1	13.6	615	28.21	0.216	7.87	75.24
3		815	37.39			99.71
5		1015	46.57			124.19
7		1215	55.74			148.66
9		1415	64.92			173.13
2		1015	46.57	0.36	4.72	124.19
4				0.27	6.3	
6				0.18	9.44	
8				0.155	10.97	

6.2.4.- Càlcul teòric del senyal radiomètric.

El càlcul del senyal que s'espera obtenir en els experiments de poliment, tant amb el sensor piroelèctric com amb el de seleniur de plom, es fa en dues parts. En primer lloc es simula l'evolució temporal de les temperatures a les

mostres a partir dels paràmetres d'irradiació i en segon lloc, partint d'aquestes temperatures, es calcula el senyal radiomètric esperat. Les temperatures es simulen amb el model 1D descrit a l'apartat 4.6. La utilització del model 1D es justifica analitzant la distància $x_d = (4k\tau)^{1/2}$ recorreguda pel front tèrmic durant els temps d'irradiació τ . Per $\tau = 10.97$ s, que és el temps més llarg, la distància recorreguda resulta $x_d = 5.1$ mm. Per $\tau = 7.87$ s, temps d'irradiació que correspon a cinc dels experiments realitzats, la distància és $x_d = 4.35$ mm i per $\tau = 4.72$ s, que és el temps més curt, la distància és $x_d = 3.37$ mm. Totes aquestes distàncies són suficientment petites en relació a la mida Δx del feix com per que l'aproximació 1D tingui sentit. La comparació entre els resultats 1D i 3D obtinguts per experiments similars donen suport a la darrera afirmació (veure apartat 4.9 i Figura 4.8.14 en comparació amb la Figura 4.9.9).

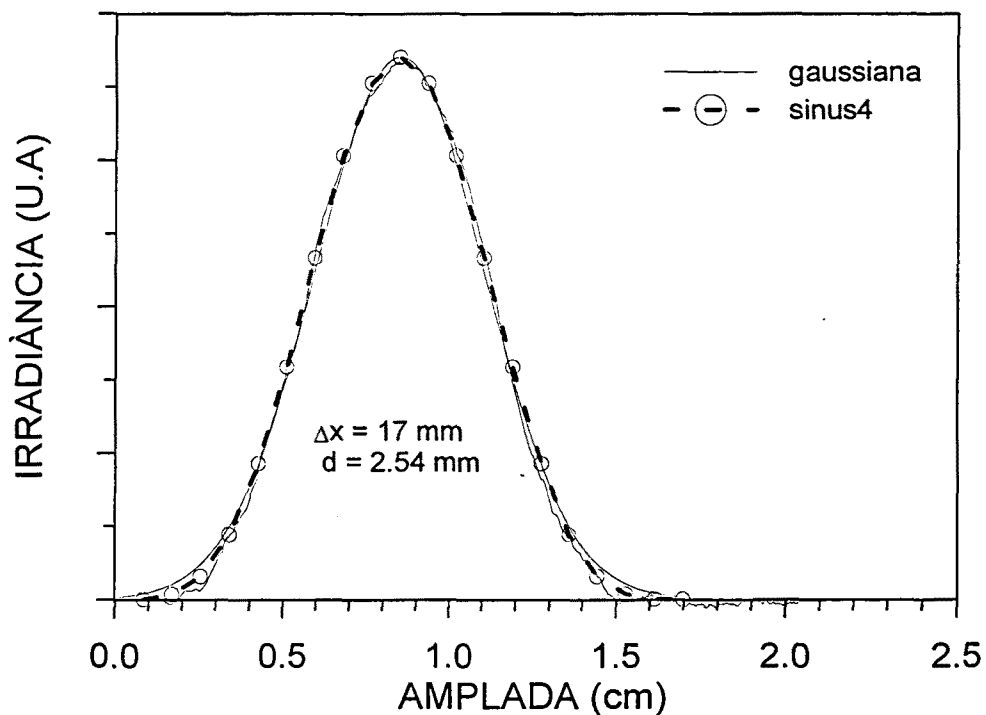


FIGURA 6.2.8.- Perfil de la irradiància làser experimental en comparació amb l'ideal corresponent a una gaussiana i a la quarta potència de la funció sinus.

S'ha calculat, doncs, la temperatura $T(z,t)$ en funció de la profunditat i del temps solucionant numèricament les equacions (4.6.10) i (4.6.11) que tenen en compte de manera desacoblada els intercanvis de calor en el vidre per conducció i per radiació, respectivament. El càlcul s'ha fet amb un programa que contempla la convecció en les condicions de contorn del problema. Els valors de K , ρ i c considerats són els que apareixen a la TAULA 4.2 pel TRC33. La funció $g(z,t)$, que és l'energia làser absorbida per unitat de temps i de volum, es calcula a partir de la irradiància làser sobre la mostra, $E(z,t)$, segons

l'equació de diferències corresponent a (4.6.3). La dependència de la irradiància en z i t ve donada per (4.6.1) on $E_0(t)$ és la variació en el temps de la irradiància sobre cada punt de la superfície de la mostra. Aquesta variació es dedueix a partir del perfil no uniforme del feix i de la velocitat d'escombrada. Considerant el perfil idealitzat del feix descrit amb l'expressió (6.2.1), si v és la velocitat d'escombrada, llavors $E_0(t)$ resulta:

$$E_0(t) = E(x = vt, y) = E_{max} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{vt-c}{d} \right)^2} \quad (6.2.10)$$

expressió vàlida a tots els punts de la superfície de la mostra. Els valors de E_{max} , c i d s'ajusten en funció dels perfils mesurats experimentalment. La Figura 6.2.8 mostra un d'aquests perfils juntament amb la corba gaussiana que s'ajusta millor a ell. Per aquesta corba els valors de c i d són, respectivament, 8.5 mm i 2.54 mm. Aquests valors només depenen de la mida Δx del feix i com que aquesta es manté fixa pels nou experiments, els valors de c i d també ho seran. L'ajust també es pot fer amb la quarta potència de la funció sinus amb $\Delta x = 17$ mm.

El valor de E_{max} depèn de la potència làser a través de l'expressió (6.2.3) i els seus valors per cada una de les irradiacions apareixen a la darrera columna de la TAULA 6.2.

L'evolució temporal de les temperatures a les mostres calculada a diferents profunditats en els nou experiments de poliment són les que es representen respectivament a les Figures 6.2.9-17.

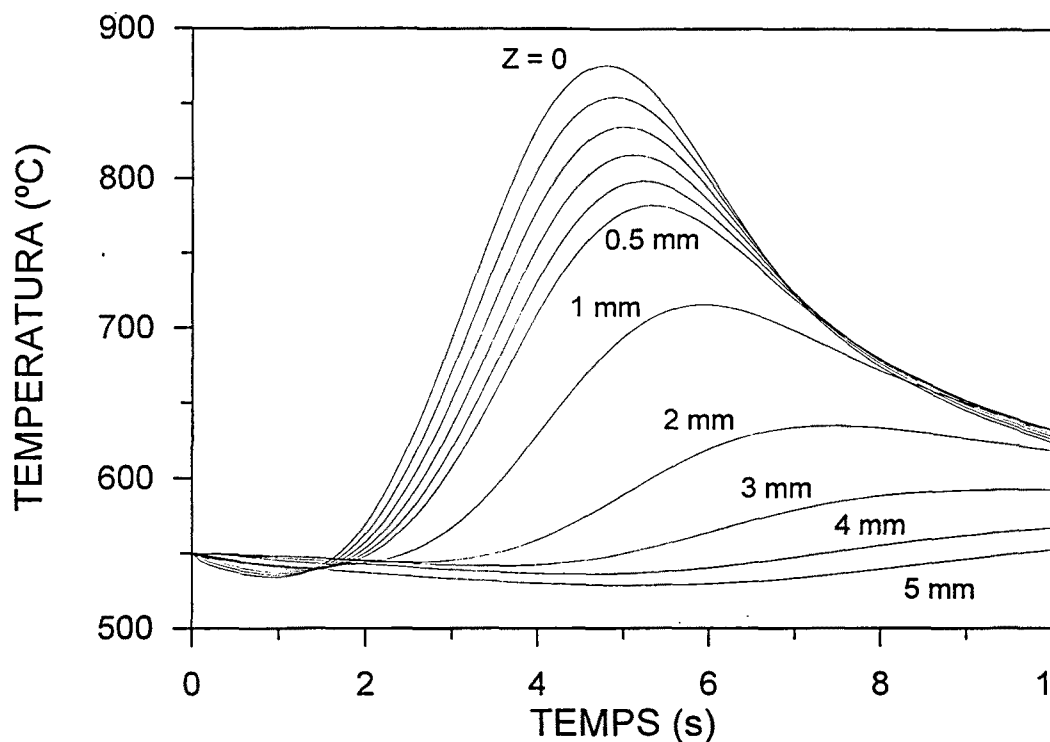


FIGURA 6.2.9.- Evolució temporal de les temperatures calculades a diferents profunditats en una mostra de vidre irradiada en les condicions 1 de la Taula 6.2.

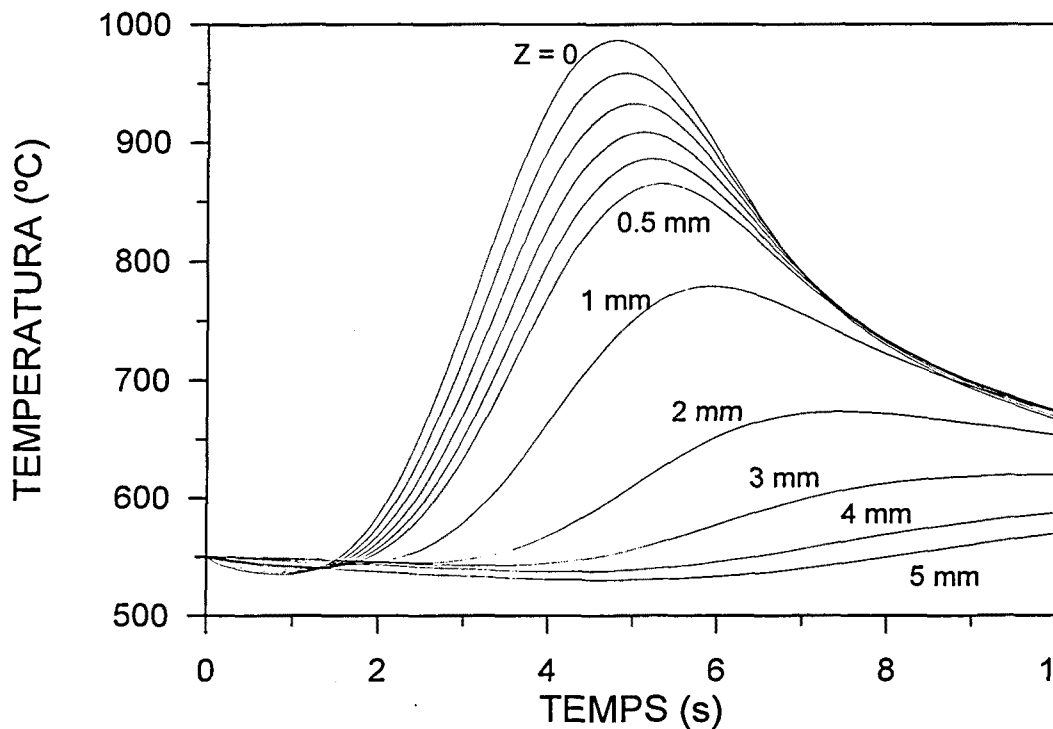


FIGURA 6.2.10.- Evolució temporal de les temperatures calculades a diferents profunditats en una mostra de vidre irradiada en les condicions 3 de la Taula 6.2.

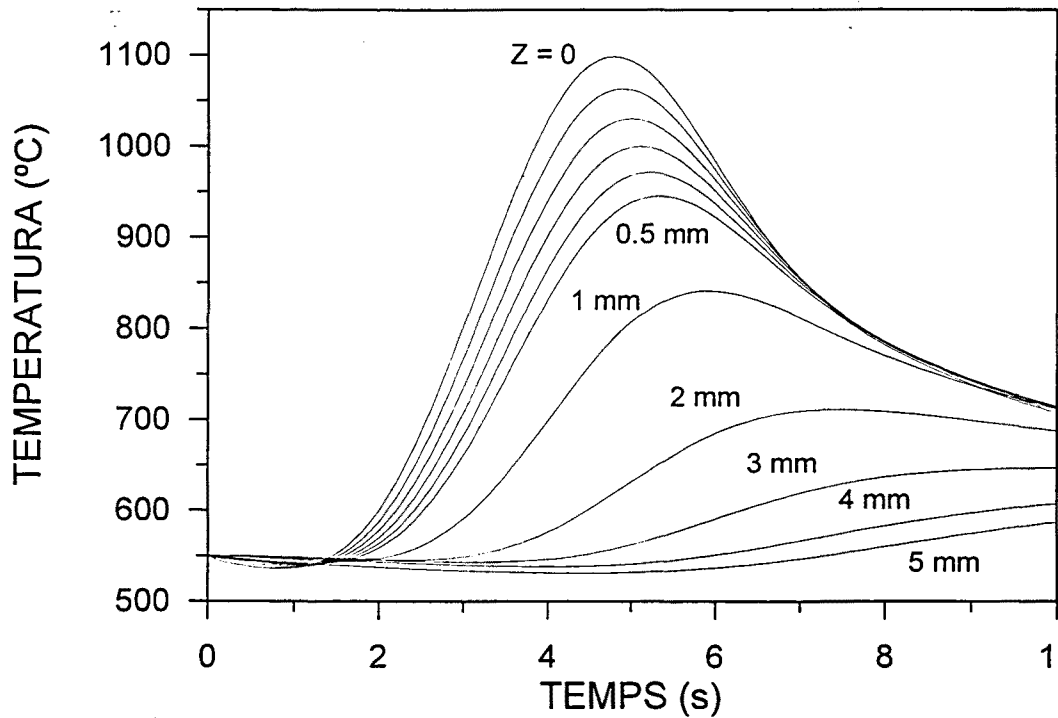


FIGURA 6.2.11.- Evolució temporal de les temperatures calculades a diferents profunditats en una mostra de vidre irradiada en les condicions 5 de la Taula 6.2.

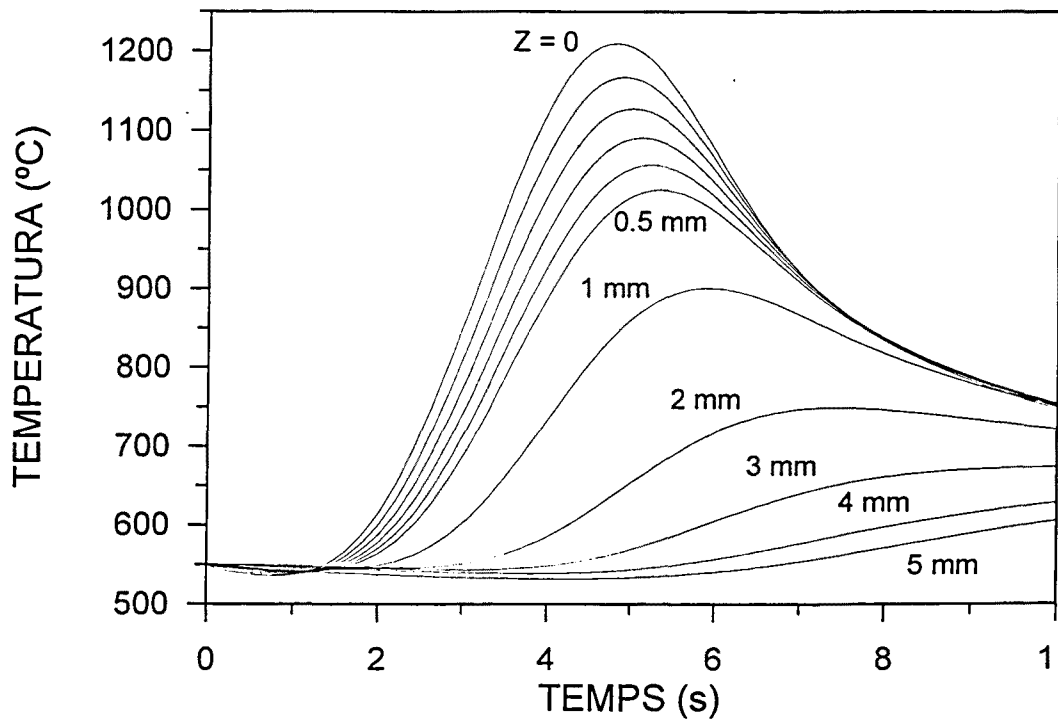


FIGURA 6.2.12.- Evolució temporal de les temperatures calculades a diferents profunditats en una mostra de vidre irradiada en les condicions 7 de la Taula 6.2.

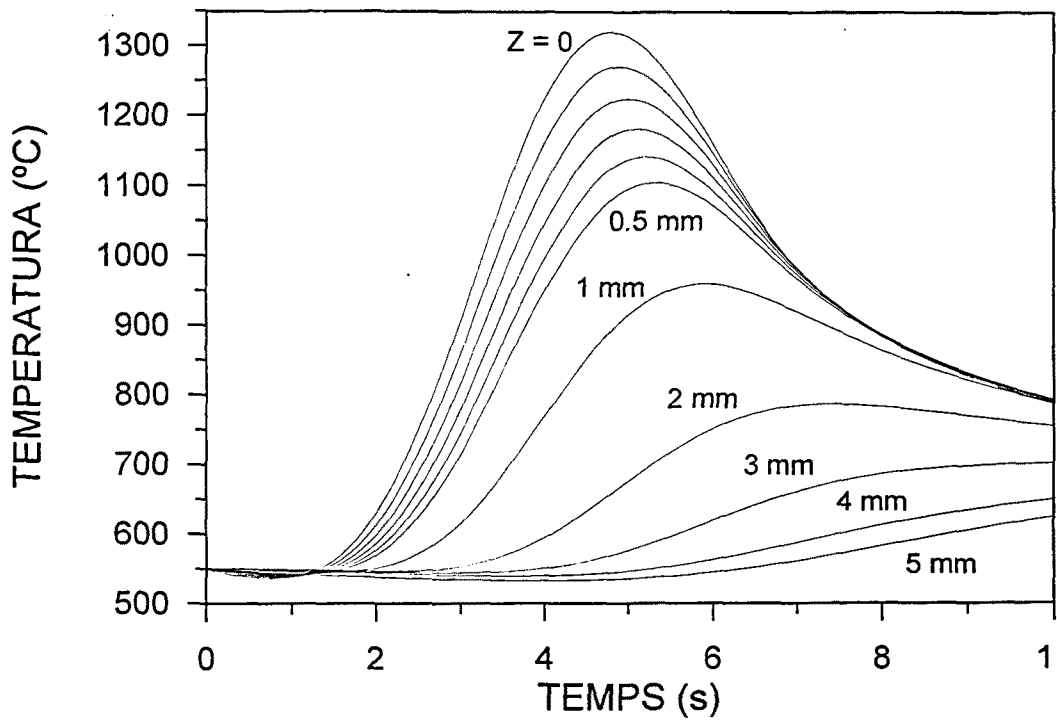


FIGURA 6.2.13.- Evolució temporal de les temperatures calculades a diferents profunditats en una mostra de vidre irradiada en les condicions 9 de la Taula 6.2.

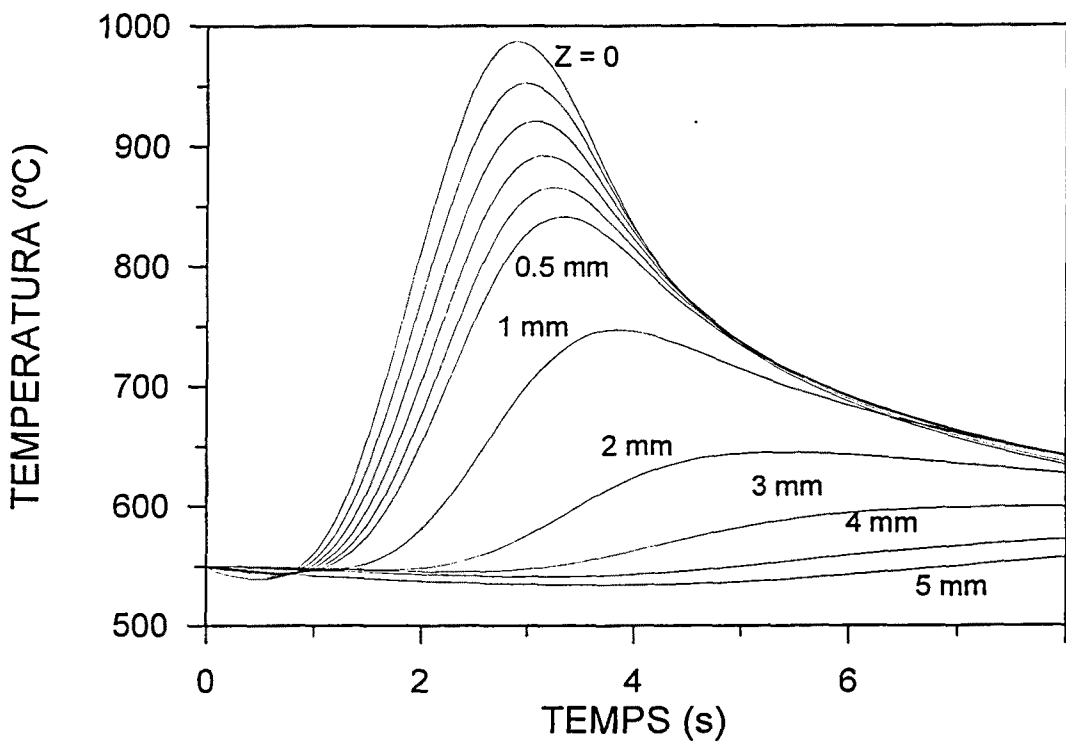


FIGURA 6.2.14.- Evolució temporal de les temperatures calculades a diferents profunditats en una mostra de vidre irradiada en les condicions 2 de la Taula 6.2.

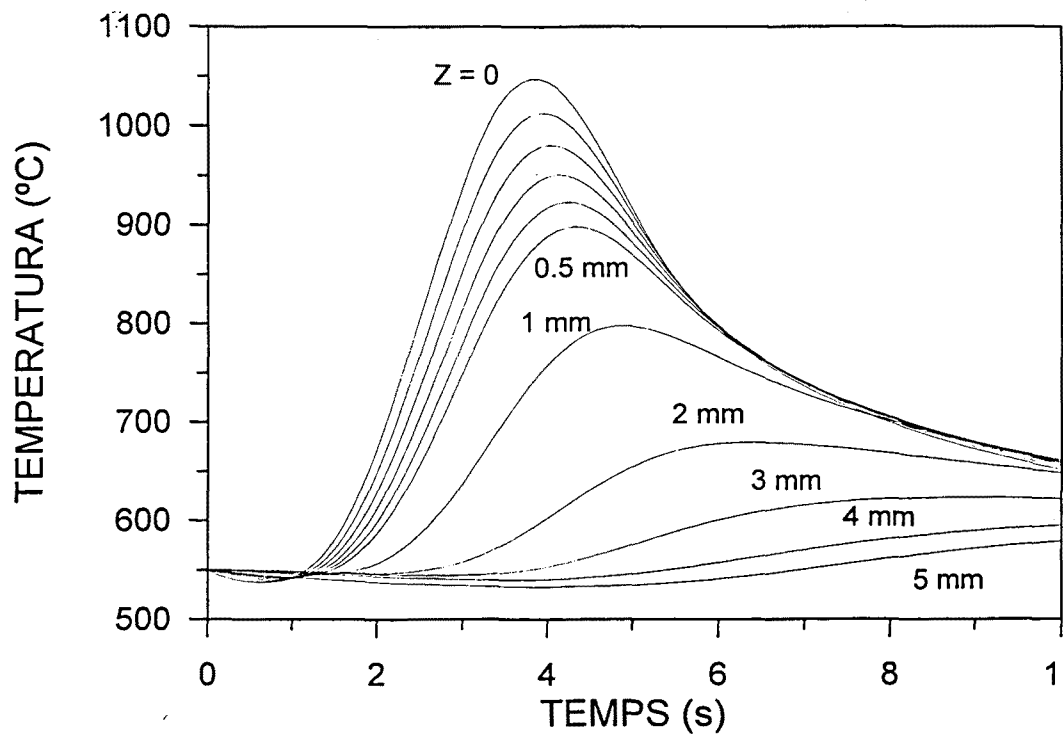


FIGURA 6.2.15.- Evolució temporal de les temperatures calculades a diferents profunditats en una mostra de vidre irradiada en les condicions 4 de la Taula 6.2.

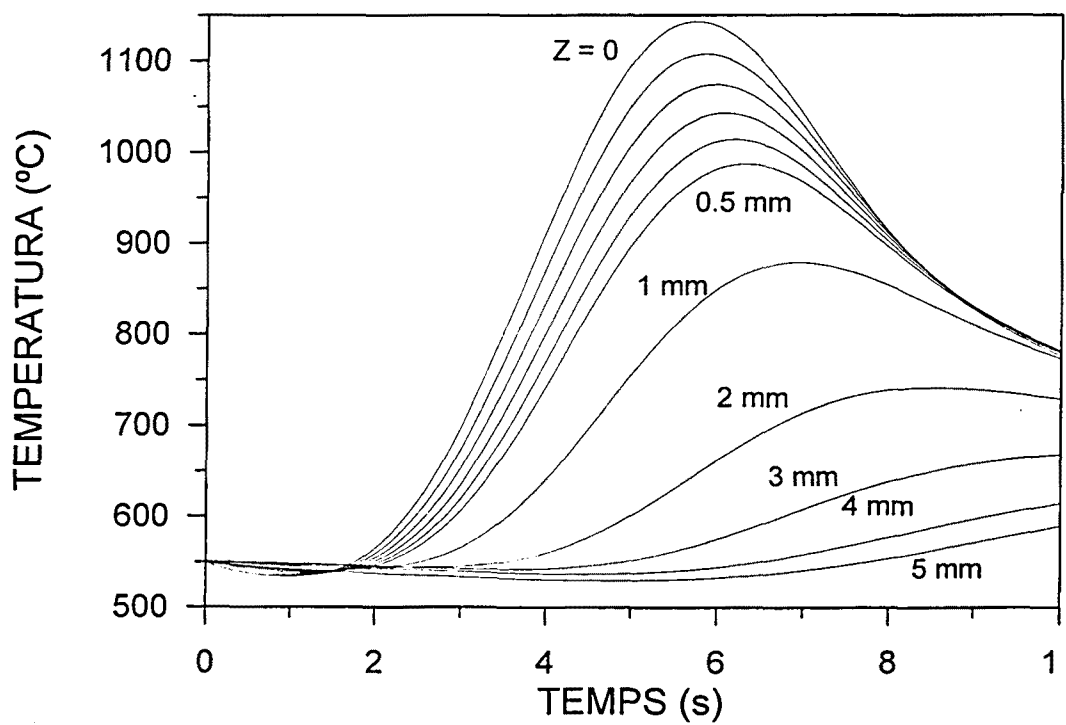


FIGURA 6.2.16.- Evolució temporal de les temperatures calculades a diferents profunditats en una mostra de vidre irradiada en les condicions 6 de la Taula 6.2.

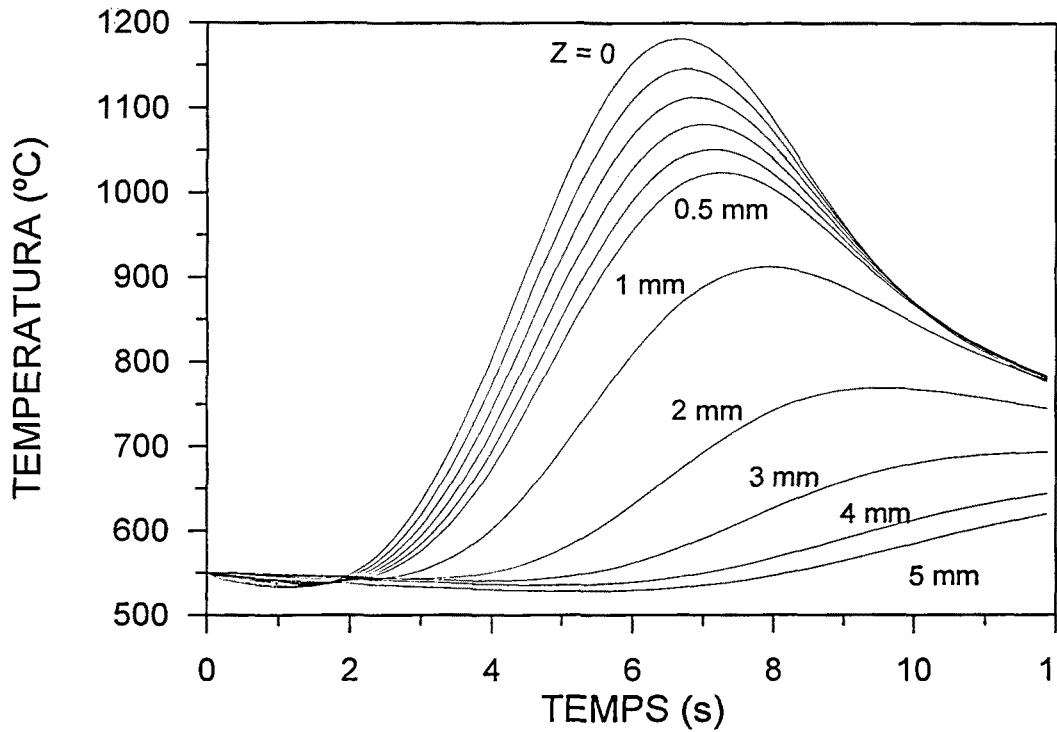


FIGURA 6.2.17.- Evolució temporal de les temperatures calculades a diferents profunditats en una mostra de vidre irradiada en les condicions 8 de la Taula 6.2.

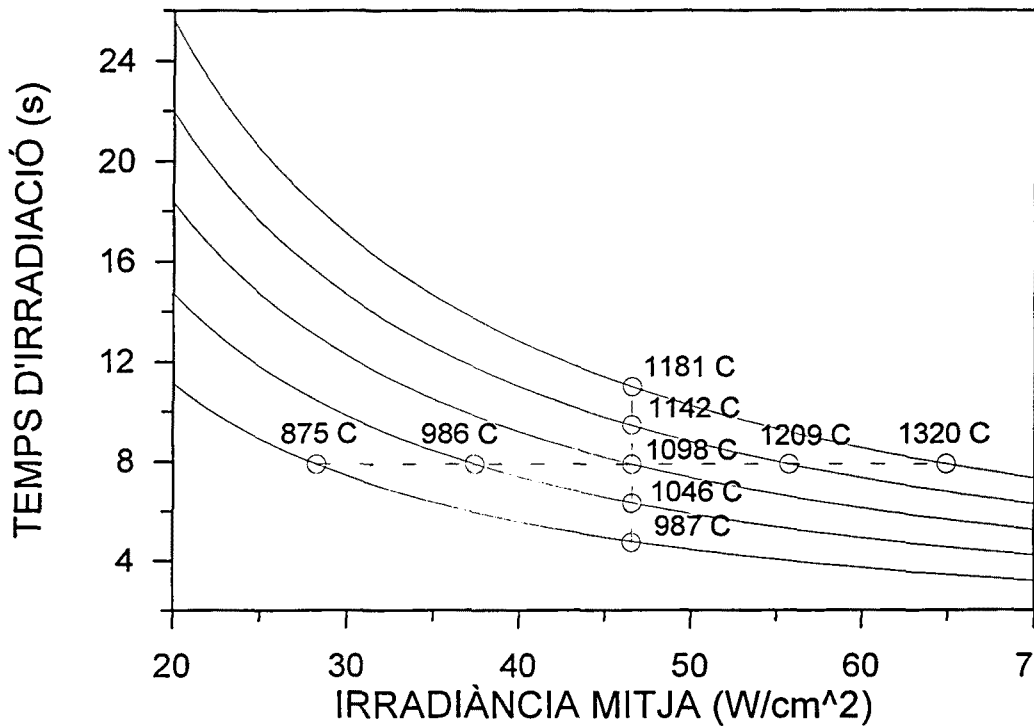


FIGURA 6.2.18.- Temperatures teòriques màximes assolides a la superfície de les mostres en els nou experiments de polímer descrits en aquest apartat.

La Figura 6.2.18 mostra la representació de les línies isoenergètiques corresponents als nou experiments de polímer realitzats juntament amb la temperatura teòrica màxima assolida a la superfície del vidre en cada un dels

experimentes. Tal com s'esperava, per experiments sobre la mateixa línia, en els que l'energia total absorbida pel vidre és la mateixa, la temperatura superficial és més alta quan la irradiància és més gran i el temps d'irradiació més curt. Com a conseqüència, el gradient tèrmic en profunditat també és més elevat en aquests casos.

Els càlculs de temperatura es fan sense tenir en compte la forma esfèrica de la superfície de les mostres. Es considera que són planes amb la superfície perpendicular al feix. Degut al tractament làser les mostres esdevenen, doncs, làmines planes de vidre amb un gradient tèrmic en profunditat i la radiació emesa per una mostra amb aquestes característiques es pot calcular d'acord amb el que s'ha exposat a l'apartat 4.5.2. Aquesta radiació és la que capten i mesuren els sensors i la resposta teòrica que s'espera d'ells es calcula amb procediments anàlegs als seguits en el Capítol 5 per calibrar els sensors.

En el cas del sensor piroelèctric la radiació detectada es correspon amb la que emetria un cos negre amb temperatura T_0 igual a la de la superfície de la mostra, i emissivitat $\varepsilon = (1 - R)$ on R és la reflectivitat del vidre. El seu valor per les longituds d'ona a les que és sensible el sensor piroelèctric és, d'acord amb la TAULA 4.2, $R = 0.04$. El càlcul teòric del senyal del sensor es fa, doncs, amb les fórmules (5.2.2) i (5.2.3) canviant només el valor de l'emissivitat. En el cas del sensor de seleniur de plom la radiació captada i mesurada prové de totes les capes de vidre. L'expressió (4.5.4) dóna la intensitat espectral emesa en la direcció normal a la superfície superior de la mostra (la que és irradiada pel làser), $|I_\lambda^0|_n$, que està relacionada amb la radiància emesa, L_λ^0 mitjançant l'expressió:

$$|I_\lambda^0|_n = A_{em} \cdot L_\lambda^0 \quad (6.2.11)$$

on A_{em} és l'àrea de la zona superficial objecte. El càlcul del senyal teòric es fa amb l'expressió (5.3.2) modificada tenint en compte que l'emissor és la mostra de vidre. Això vol dir canviar el valor de l'emissivitat i substituir la radiància del cos negre per la de la mostra, donada per (6.2.11).

Els senyals teòrics que s'obtenen amb el sensor piroelèctric es mostren a les Figures 6.2.19 i 6.2.20. En la primera les corbes corresponen als experiments 1, 3, 5, 7 i 9, fets a potència làser creixent i velocitat d'escombrada constant. En la segona les corbes corresponen als experiments 2, 4, 5, 6 i 8, fets a potència làser constant i velocitat decreixent. Per aquestes mateixes sèries d'experiments es tenen també els senyals teòrics que s'obtenen amb el

sensor de seleniur de plom i es representen, respectivament, a les Figures 6.2.21 i 6.2.22.

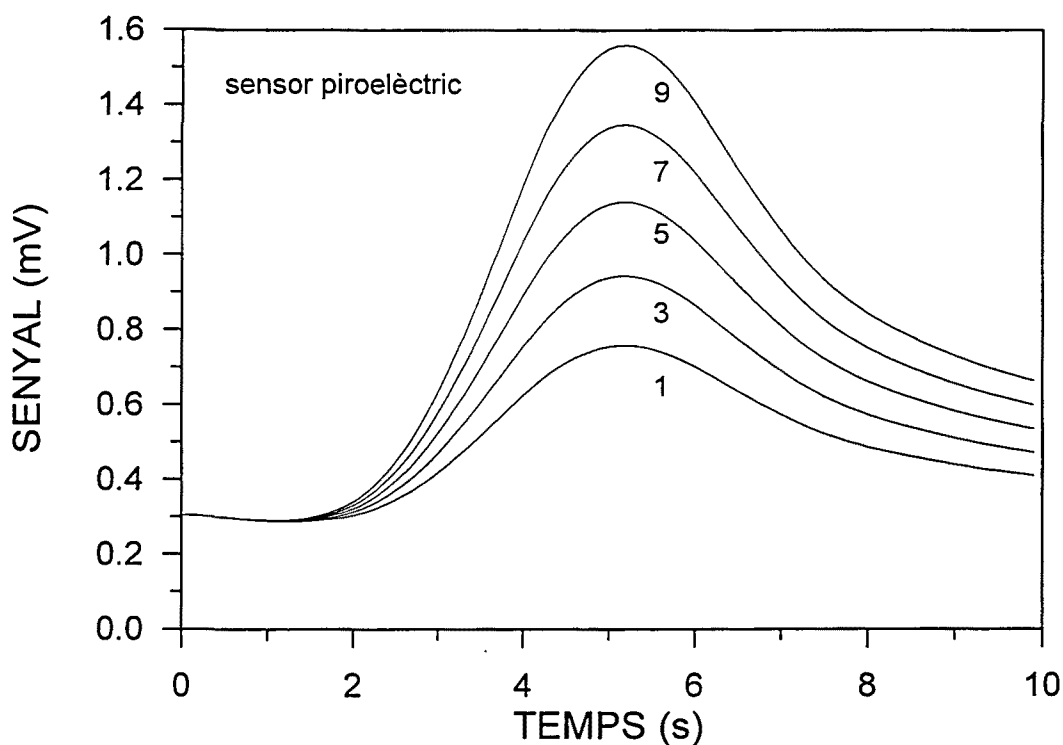


FIGURA 6.2.19.- Senyals teòrics obtinguts amb el sensor piroelèctric pels experiments 1, 3, 5, 7 i 9, fets a potències làser creixents i amb velocitat d'escombrada constant.

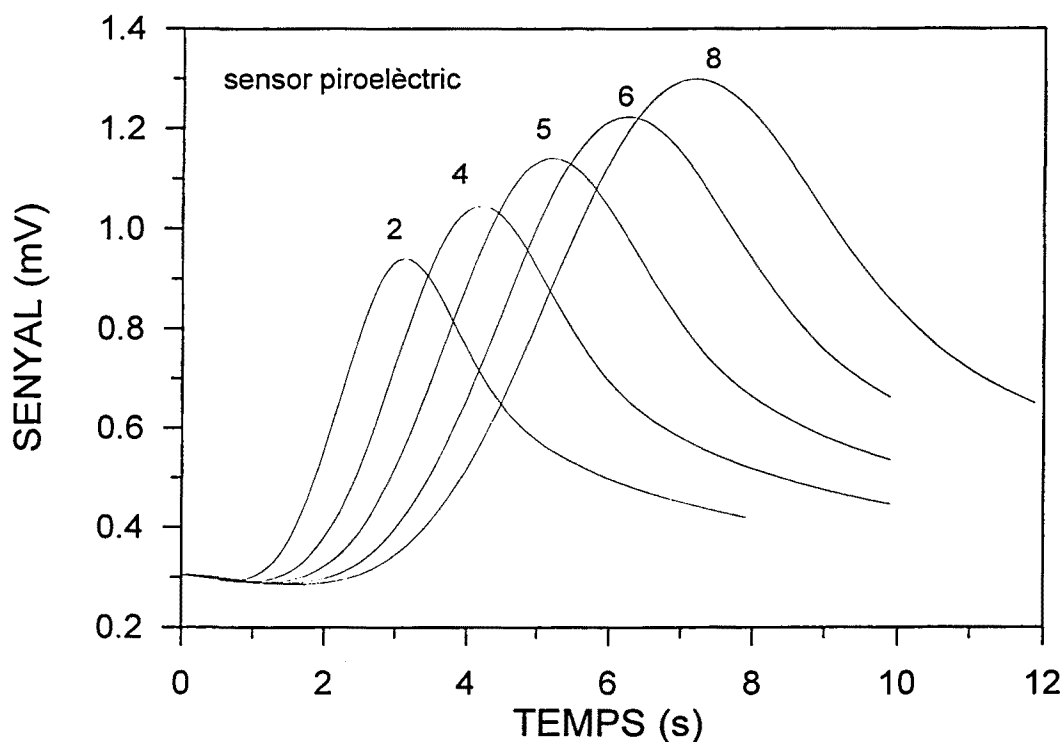


FIGURA 6.2.20.- Senyals teòrics obtinguts amb el sensor piroelèctric pels experiments 2, 4, 5, 6 i 8, fets a potència làser constant i amb velocitats d'escombrada decreixents.

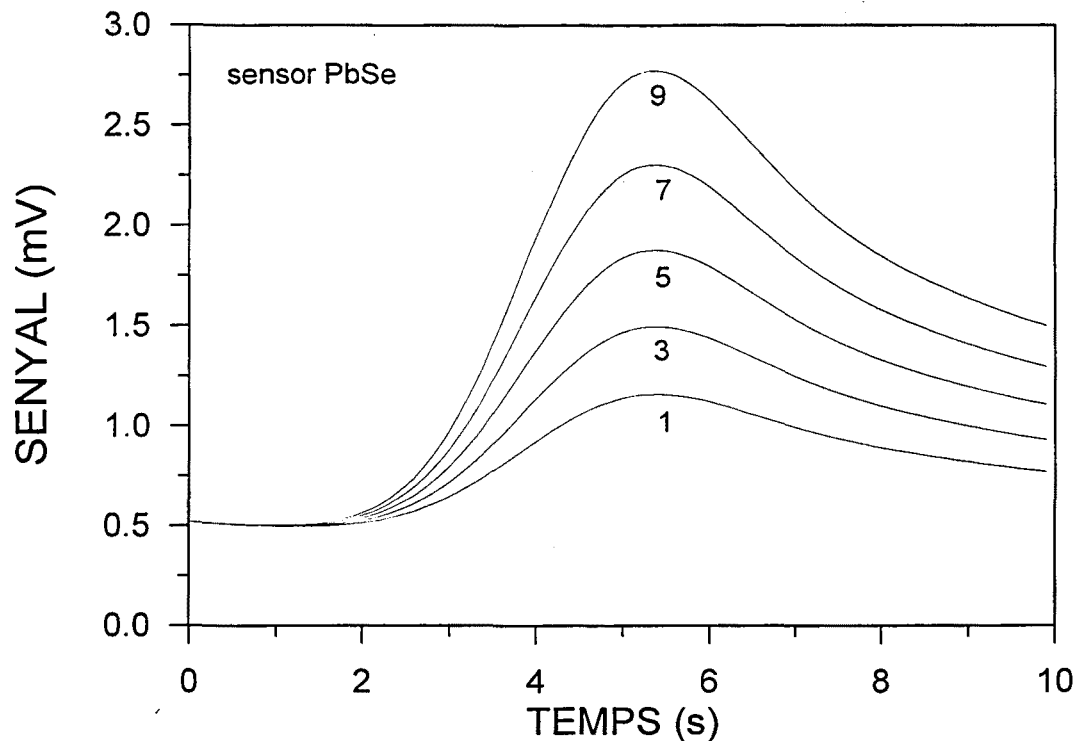


FIGURA 6.2.21.- Senyals teòrics obtinguts amb el sensor de seleniur de plom pels experiments 1, 3, 5, 7 i 9, fets a potències làser creixents i amb velocitat d'escombrada constant.

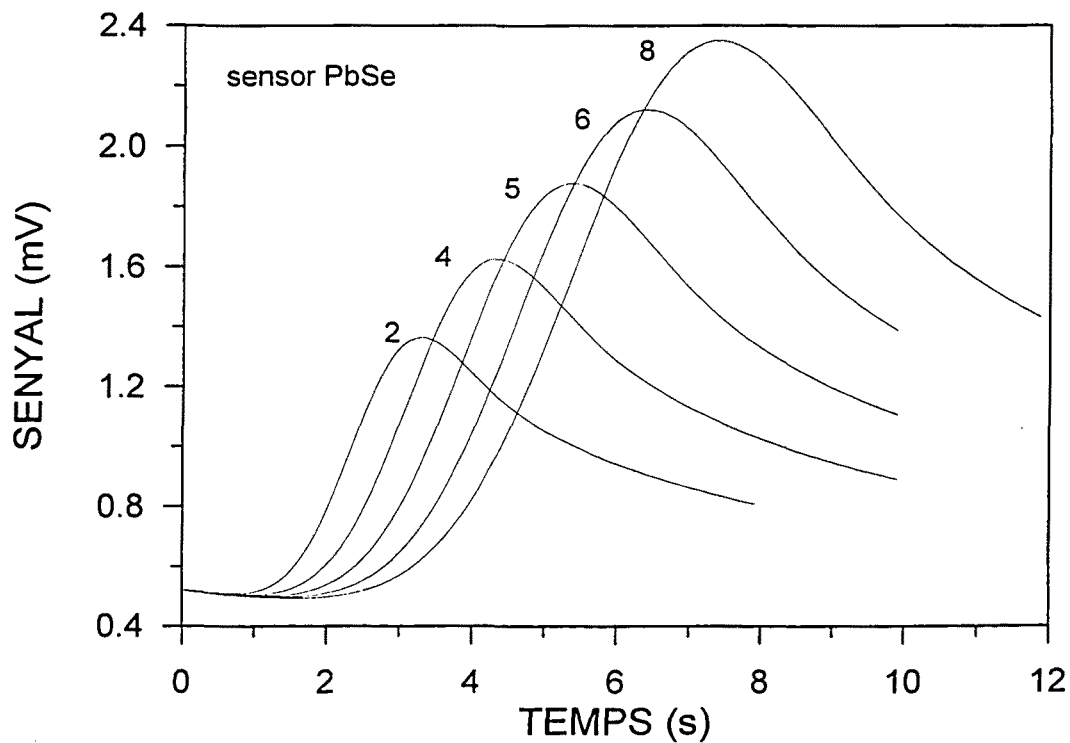


FIGURA 6.2.22.- Senyals teòrics obtinguts amb el sensor de seleniur de plom pels experiments 2, 4, 5, 6 i 8, fets a potència làser constant i amb velocitats d'escombrada decreixents.

6.2.5.- Comparació teoria – experiment. Validació del model 1D.

Els senyals experimentals obtinguts amb el sensor piroelèctric i amb el de seleniur de plom pels experiments fets amb la mateixa potència làser i velocitats decreixents es representen a les Figures 6.2.23 i 6.2.24, juntament amb les corbes teòriques corresponents. La seqüència de corbes experimentals posa de relleu que les condicions experimentals no són exactament repetitives. Això és degut, sobretot, a la dificultat que presenta caracteritzar el mode làser o la irradiància del feix sobre la superfície de la mostra per cada experiment. Els perfils d'irradiància experimentals que es mostren a la Figura 6.2.2 són una mostra representativa de les moltes mesures que s'han fet, però s'observen variacions entre les diferents mesures. Les variacions es deuen principalment a quatre causes. Les variacions de la irradiància en la direcció Y (Figura 6.2.2 (a)) és la causa més evident. Aquestes variacions poden ser de 20% i per tant, les irradiàncies considerades en els càlculs tenen un marge d'error de $\pm 10\%$. Per un altre cantó, el mecanisme responsable de la integració activa pot perdre eficiència en algun moment (per exemple, al produir-se acoblaments ressonants amb la mateixa estructura mecànica de suport de l'integrador), i llavors la irradiància sobre la zona monitoritzada pot augmentar o disminuir considerablement de manera sobtada. A més, la simetria del mode làser, tot i que es controla periòdicament, està sotmesa a variacions. Per últim, el sistema de mesura de les dimensions Δx i Δy del feix làser sobre les mostres pot induir a errors que es reflectirien en els valors de les irradiàncies considerades en els càlculs. Els errors es deuen a que la irradiància $E(x,y)$ sobre la superfície de les mostres no es mesura radiomètricament per cada experiment (Figura 6.2.2) degut a que es tracta d'un procés que consumeix molt temps. Quan la mesura radiomètrica no es fa, el patró d'irradiació s'avalua per comparació a partir de la marca produïda per aquest patró sobre una placa plana de metacrilat, amb la consegüent pèrdua d'exactitud.

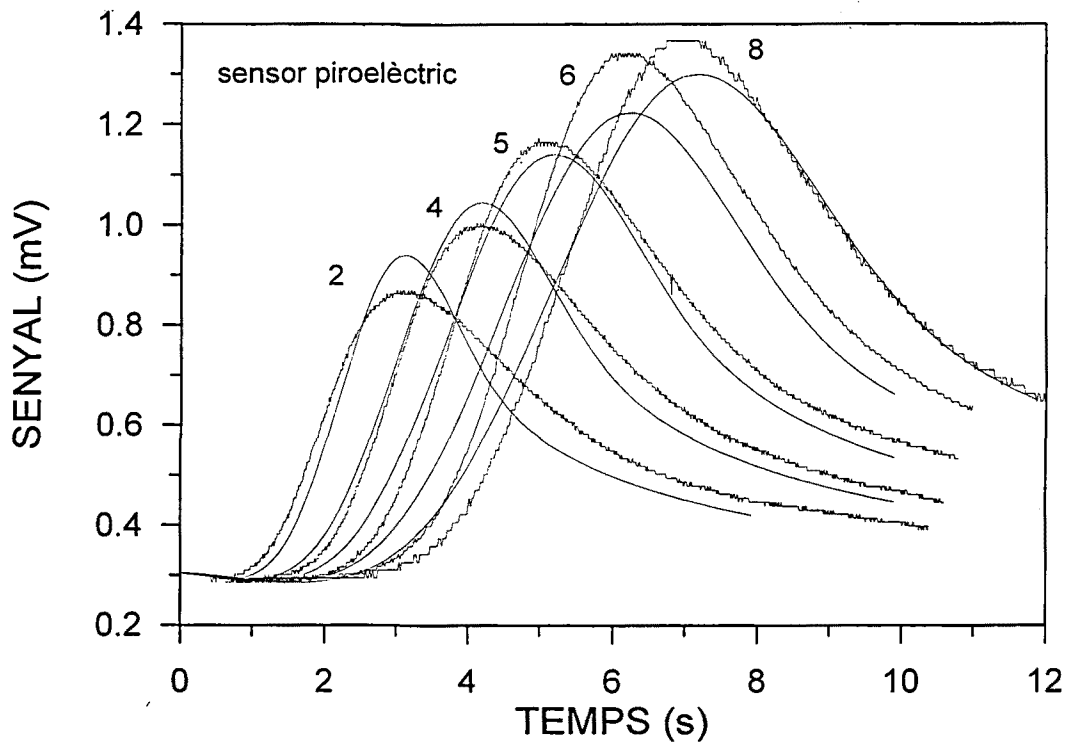


FIGURA 6.2.23.- Senyals experimentals i teòrics obtinguts amb el sensor piroelèctric pels experiments 2, 4, 5, 6 i 8, fets a potència làser constant i amb velocitats d'escombrada decreixents.

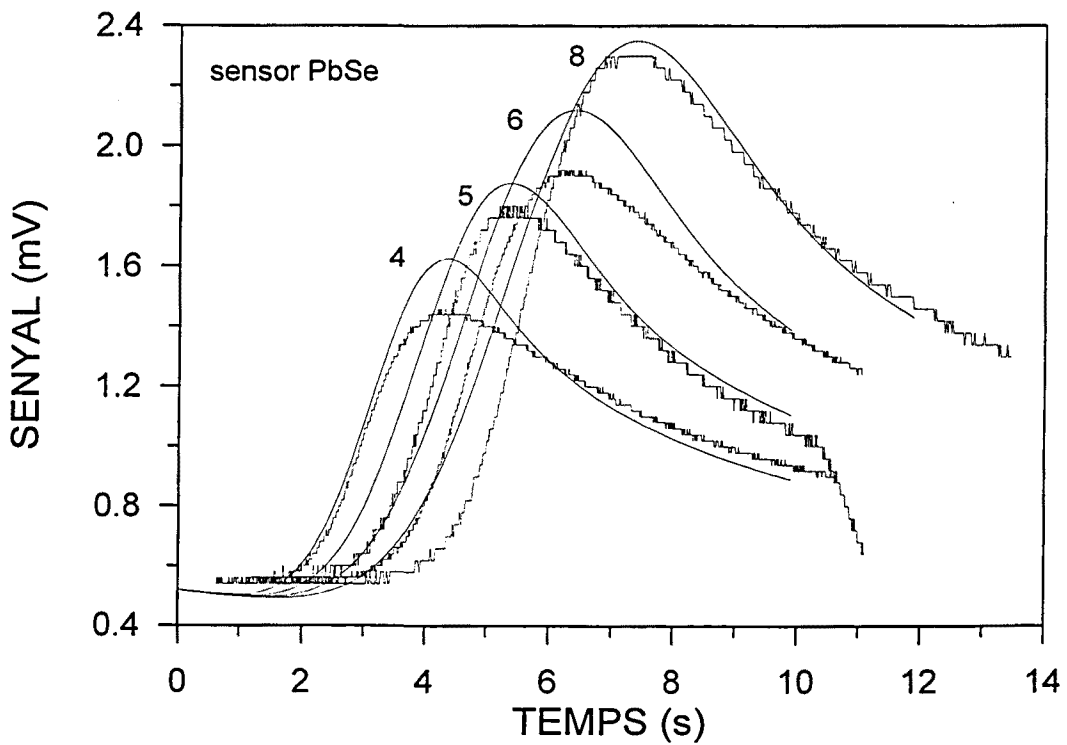


FIGURA 6.2.24.- Senyals teòrics i experimentals obtinguts amb el sensor de seleniur de plom pels experiments 4, 5, 6 i 8, fets a potència làser constant i amb velocitats d'escombrada decreixents.

Totes les corbes experimentals estan compreses dins del marge de $\pm 10\%$ sobre la irradiància làser considerada en el càlcul de les corbes teòriques. La gràfica de la Figura 6.2.25 il·lustra aquest fet. En ella es comparen els valors teòrics i experimentals corresponents a les temperatures màximes assolides a la superfície de les mostres, en funció del temps d'irradiació, τ , de l'experiment. Els valors teòrics de les temperatures són els que apareixen a la Figura 6.2.18 referides als experiments 2, 4, 5, 6 i 8 i les barres d'error s'ha determinat recalculant les temperatures màximes canviant els valors de la irradiància làser en $\pm 10\%$. Els valors experimentals per les temperatures s'han deduït aplicant la corba de calibratge de la Figura 5.2.9 als valors màxims dels senyals experimentals obtinguts en cada cas amb el sensor piroelèctric. Tots ells es troben dins de les cotes teòriques de temperatura.

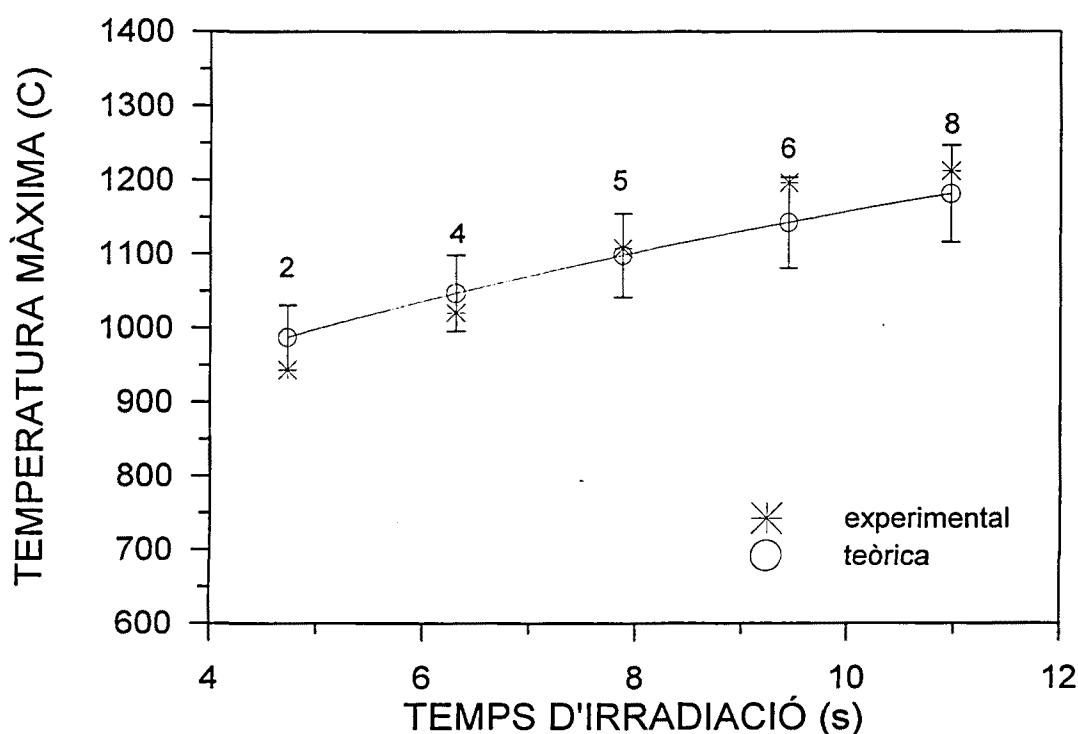


FIGURA 6.2.25.- Comparació entre les temperatures màximes teòriques i experimentals assolides a la superfície de les mostres en els experiments d'irradiació 2, 4, 5, 6 i 8.

Les Figures 6.2.26 i 6.2.27 mostren els senyals experimentals obtinguts amb el sensor piroelèctric i amb el de seleniur de plom pels experiments fets a potències làser creixents i amb la mateixa velocitat d'escombrada, juntament amb les corbes teòriques corresponents. Es representen només les corbes corresponents als experiments 1, 3 i 5 de la TAULA 6.2, pel quals les discrepàncies en l'ajust són comparables a les que s'obtenien en la sèrie d'experiments comentats anteriorment i poden justificar-se de la mateixa

manera. Pel que fa als experiments 7 i 9 de la TAULA 6.2, corresponents a les potències làser més altes, els senyals experimentals són molt més baixos que els esperats tant amb el sensor piroelèctric com amb el de seleniur de plom, tot i que els experiments respectius van ser fets en sèries molt separades en el temps. A més en un i altre cas els experiments es van repetir. La diferència teoria – experiment és difícilment atribuïble a la dificultat de caracteritzar el mode làser comentada anteriorment. Tot sembla indicar que hi ha alguna propietat física del procés que no es té en compte en el model teòric. Aquesta propietat podria estar lligada a la temperatura i/o a la dinàmica del flux superficial de vidre durant el procés de poliment. Ja s'ha comentat a l'apartat 4.1 que la dinàmica del flux superficial de vidre sota l'acció del feix làser és un tema poc explorat en el cas del poliment de vidre. És possible, doncs, que per trobar una explicació satisfactòria per aquests fenòmens faci falta elaborar un model termomecànic més complex i entendre millor la física del procés.

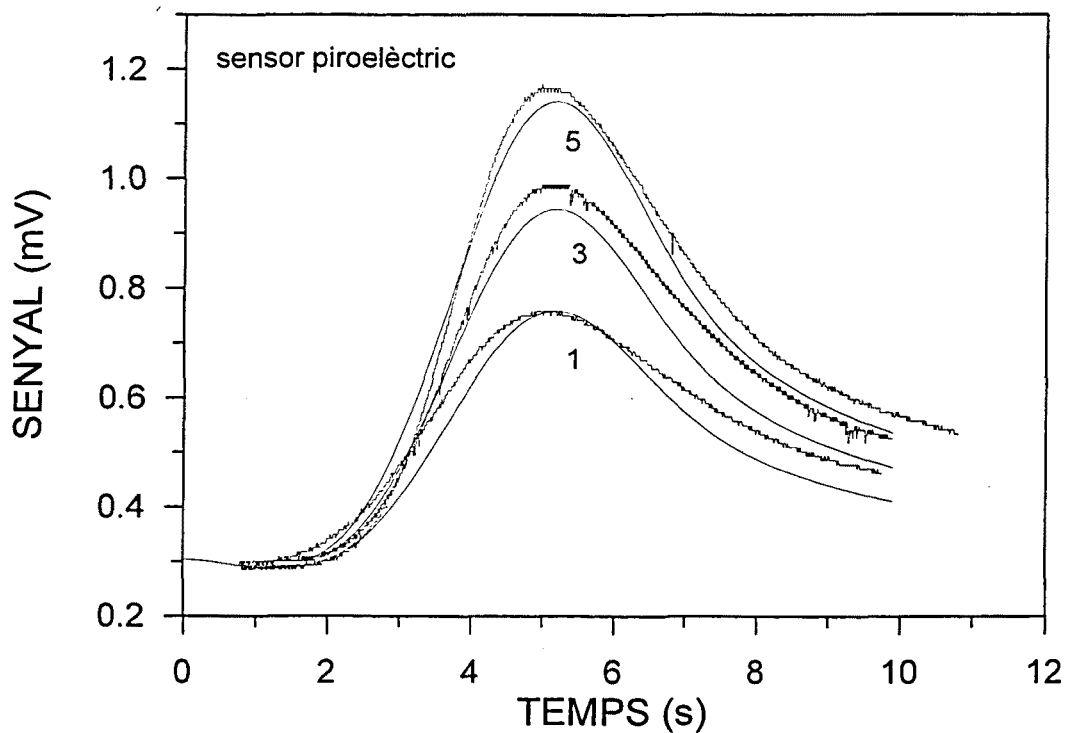


FIGURA 6.2.26.- Senyals experimentals i teòrics obtinguts amb el sensor piroelèctric pels experiments 1, 3 i 5 fets a potències làser creixents i amb velocitat d'escombrada constant.

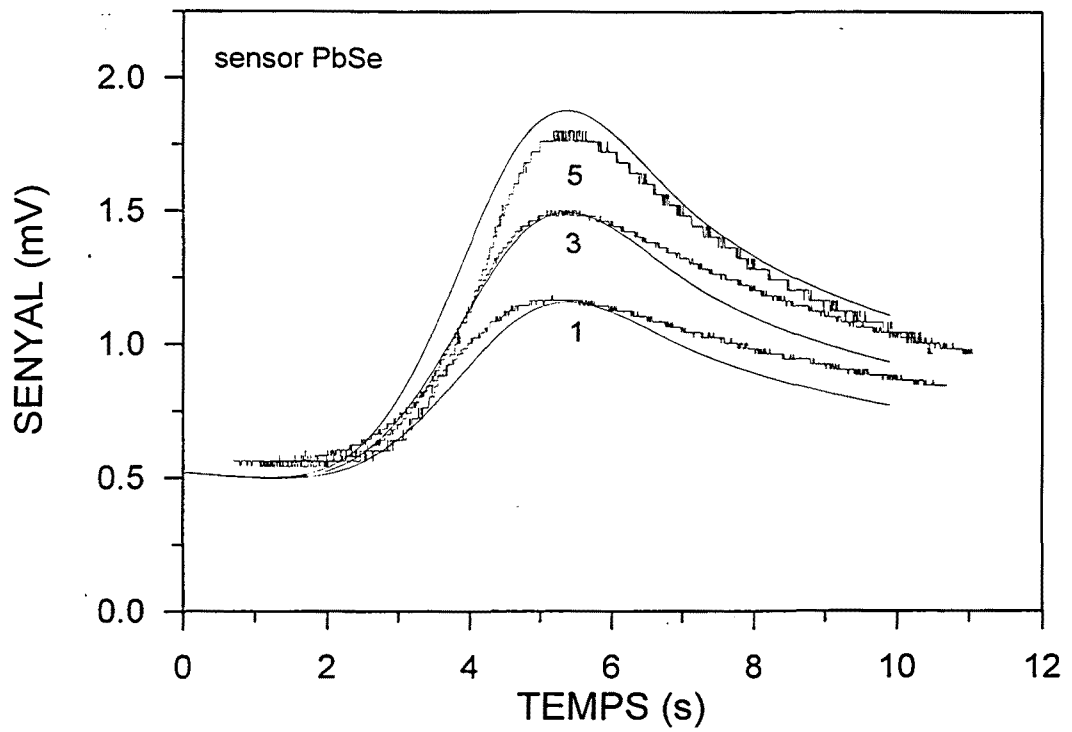


FIGURA 6.2.27.- Senyals experimentals i teòrics obtinguts amb el sensor de seleniur de plom pels experiments 1, 3 i 5 fets a potències làser creixents i amb velocitat d'escombrada constant.

6.3.- Anàlisi de la qualitat de les superfícies de vidre polides amb làser.

L'estudi pròpiament dit de la qualitat final de les superfícies de vidre polides amb làser, amb les condicions d'irradiació descrites als apartats 6.1 i 6.2 o amb altres, queda fora de l'abast d'aquesta tesi i es objecte d'un treball paral·lel emmarcat dins del mateix projecte de recerca en el que s'emmarca aquesta tesi. En aquest apartat s'inclouen alguns dels resultats del treball citat corresponents a irradiacions amb les característiques descrites als apartats anteriors [Laguarta et. al. 1994, Ocaña et. al. 1999, Vega et. al. 1998]. D'aquesta manera es té una constància experimental de l'èxit de la tècnica de poliment làser com a punt final de l'estudi teòric desenvolupat al llarg d'aquesta tesi.

La qualitat de les superfícies de vidre polides amb làser s'analitza inspeccionant petites zones de la superfície de les mostres abans i després de ser irradiades. La inspecció es fa amb un perfilòmetre òptic basat en la microscòpia interferencial per desplaçament de fase. Per analitzar la rugositat de la superfície amb resolució nanomètrica s'utilitza un objectiu Mirau 40X. Les zones que poden inspeccionar-se amb aquest objectiu són de 0.1 mm x 0.1 mm aproximadament. Com que les superfícies irradiades són molt més extenses, també s'han fet mesures amb un segon objectiu 2.5X que incorpora un interferòmetre de Michelson i que permet inspeccionar zones més grans, de ~ 2 mm x 2 mm.

La Figura 6.3.1 mostra els perfils mesurats sobre la mateixa zona de la superfície d'una mostra de vidre abans i després d'una irradiació làser. Les mesures s'han fet amb l'objectiu Mirau 40X i s'observa que la rugositat disminueix espectacularment. Mentre que abans de la irradiació s'observen alçades pic – vall de gairebé 1 μm , després del tractament làser la màxima alçada pic – vall és de 4.49 nm, la rugositat r.m.s és de 0.89 nm i la rugositat mitjana és de 0.73 nm. Els perfils representats a la Figura 6.3.1 corresponen a una mostra irradiada estàticament amb un feix procedent d'un mirall facetat. Si s'analitza una zona més gran de la superfície amb l'objectiu 2.5X, el perfil resultant és el que es representa a la Figura 6.3.2. En ell s'aprecia, a més de la disminució de rugositat, una deformació plàstica de la superfície en forma ondulada. La distància entre dos pics consecutius es troba entre 0.6 i 0.7 mm i coincideix amb la distància entre màxims d'irradiància en el feix (Figura 6.1.2). Es pot concloure doncs que les deformacions plàstiques observades estan associades directament al perfil d'irradiància no uniforme.

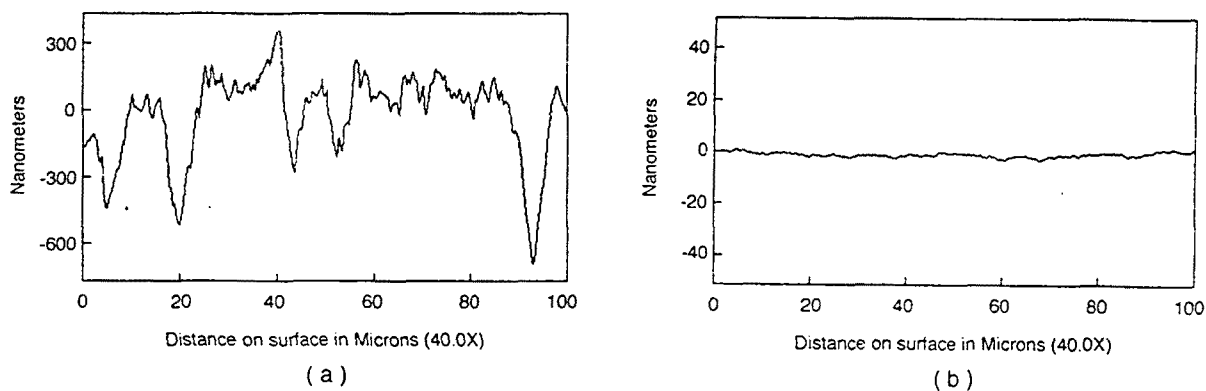


FIGURA 6.3.1.- Perfils mesurats sobre una mostra de vidre B270 abans (a) i després (b) d'una irradiació làser. La irradiació ha estat feta estàticament amb un feix procedent d'un mirall facetat.

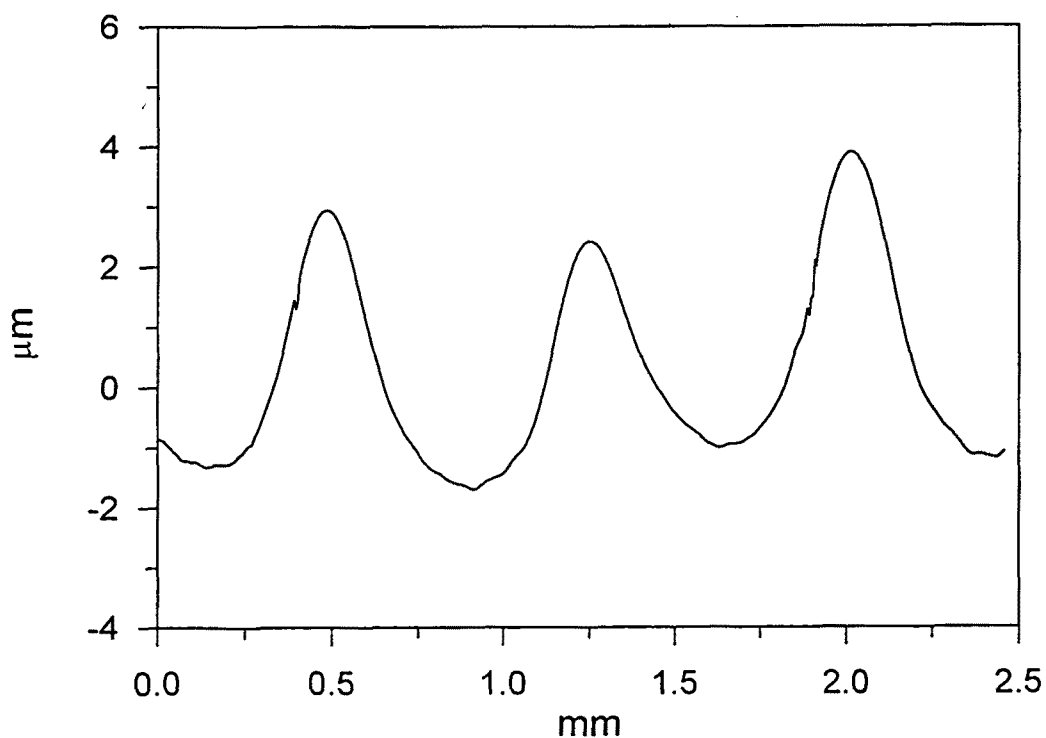


FIGURA 6.3.2.- Perfil corresponent a una zona més àmplia de la superfície de la mostra de la Figura anterior, mesurat després de la irradiació làser.

La Figura 6.3.3 mostra els perfils de rugositat de la superfície d'una mostra de vidre abans i després de ser irradiada amb un feix làser uniformitzat amb el mètode de la integració activa. Com en el cas anterior, la rugositat disminueix notablement. L'alçada pic – vall passa de ~ 260 nm a ~ 6 nm amb una rugositat rms final de 1 nm. La Figura 6.3.4 mostra el perfil corresponent a una zona més gran de la superfície d'una mostra irradiada amb el mètode de la integració activa. El perfil mostra la presència d'ondulació (waviness) sobre la superfície sense irradiar, de l'ordre de 100 nm pic-vall, que es deu al procés de

desbast de la superfície. Aquesta ondulació no desapareix després d'una primera irradiació de la mostra ni després d'una segona irradiació. Es posa de manifest, doncs, que la tècnica de poliment làser és molt eficient per eliminar la rugositat, però poc eficient per eliminar l'ondulació (waviness). Això és degut a que l'eficàcia de la tensió superficial com a responsable del flux superficial depèn del pendent de la superfície que, localment, és molt més gran per la rugositat que per l'ondulació (waviness).

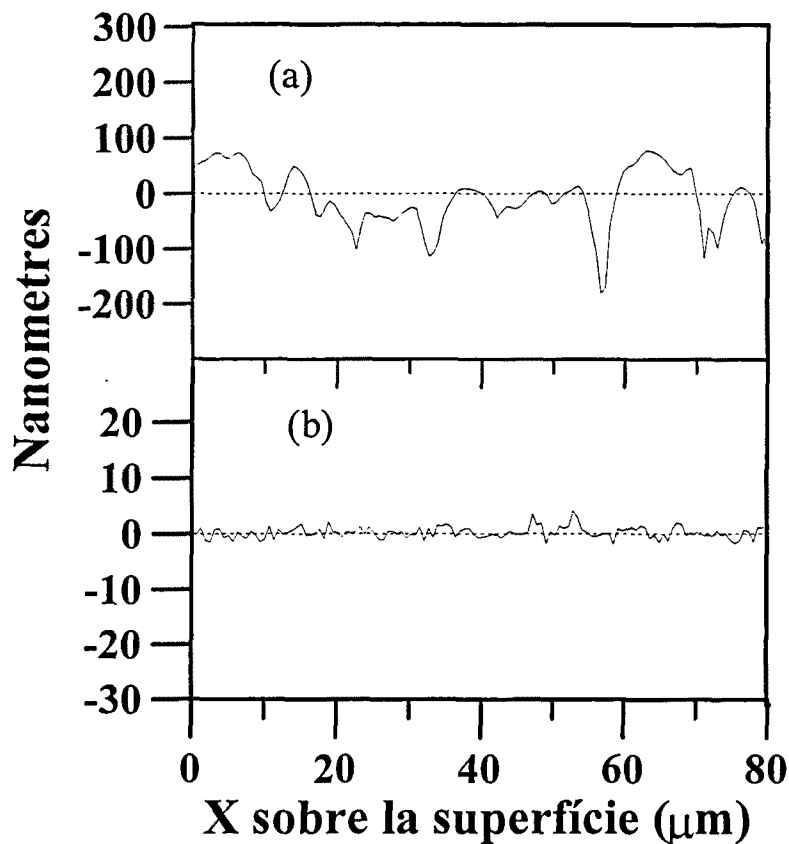


FIGURA 6.3.3.- Perfils mesurats sobre una mostra de vidre TRC33 abans (a) i després (b) d'una irradiació làser. La irradiació ha estat feta amb el mètode de la integració activa.

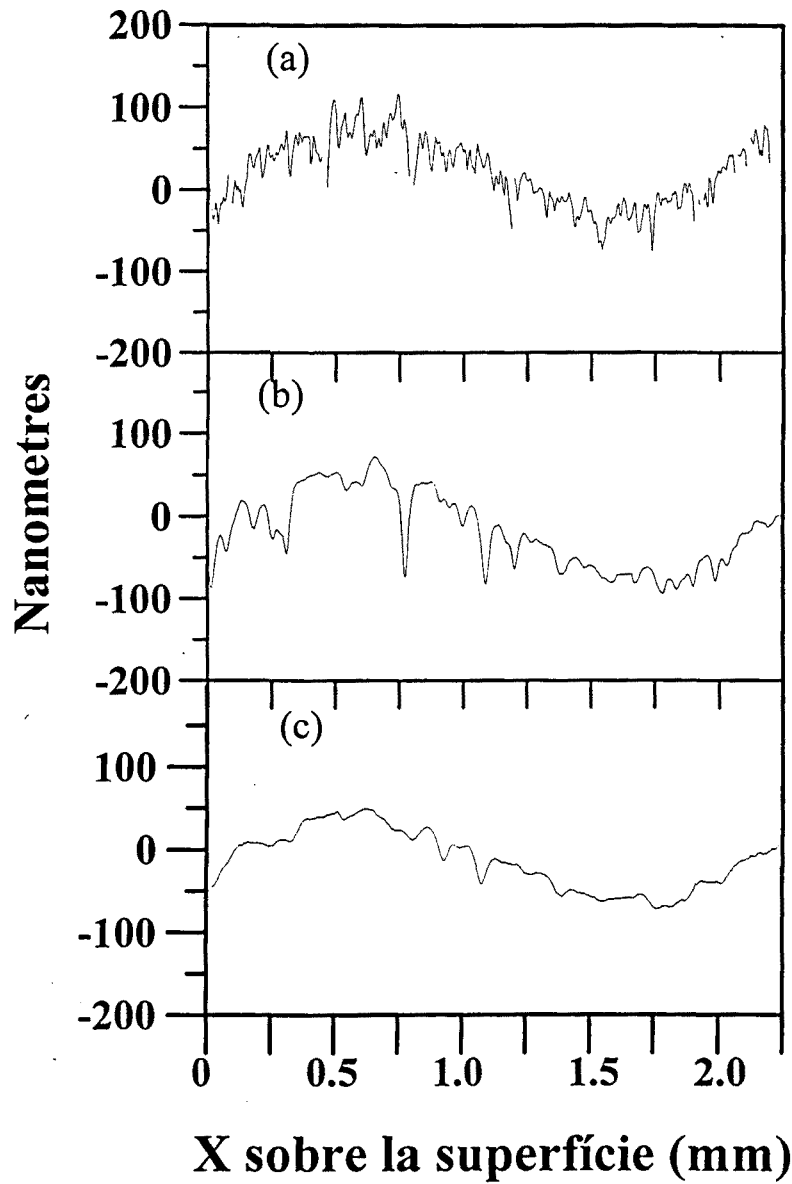


FIGURA 6.3.4.- Perfils mesurats sobre una zona àmplia de la superfície d'una mostra de vidre TRC33 abans (a), després d'una irradiació làser (b) i després de dues irradiacions làser (c). Les irradiacions han estat fetes amb el mètode de la integració activa.

7.- CONCLUSIONS I PERSPECTIVES DE FUTUR.

- 1.- S'ha dissenyat i desenvolupat un model 1D que permet predir i caracteritzar el procés tèrmic induït en els materials sotmesos a tractament superficial amb làser. En el cas concret del poliment de superfícies de vidre amb làser de CO₂, els experiments dissenyats a partir de simulacions fetes amb aquest model per diferents cicles d'irradiància làser han donat els resultats que s'esperaven.
- 2.- El model teòric està basat en l'equació unidimensional de transmissió de la calor i contempla els intercanvis de calor per conducció i radiació i les pèrdues per convecció a la superfície. En el cas de vidre irradiat amb làser de CO₂ es demostra que, tot i que el mecanisme dominant en el procés tèrmic és la conducció, cal considerar també la radiació i la convecció.
- 3.- El mètode numèric proposat per resoldre l'equació de transmissió de la calor permet contemplar la variació amb la temperatura de les propietats òptiques i tèrmiques del material i qualsevol tipus de dependència amb el temps de la irradiància làser sobre la superfície.
- 4.- La comparació entre les temperatures simulades amb els models 1D i 3D pel mateix experiment demostren que quan la distància recorreguda pel front tèrmic durant el temps d'irradiació és petita comparada amb la mida del feix, llavors la conducció lateral és poc notable i les temperatures 1D i 3D coincideixen. Donat que els dos models es basen en mètodes de càlcul

totalment diferents, aquest fet reforça la fiabilitat de les simulacions fetes amb ambdós models.

- 5.- S'han disenyat i desenvolupat dos sensors electro-òptics amb els quals és possible monitoritzar a temps real el procés tèrmic induït en mostres de vidre irradiades amb làser de CO₂.
- 6.- Si la irradiància làser sobre la superfície d'un material no és uniforme (com passa per un feix coherent remodelat amb un mirall facetat) llavors poden induir-se diferències de temperatura significatives a la superfície d'aquest material. En el cas de materials amb una conductivitat baixa com la del vidre, les simulacions amb el model 3D donen com a resultat gradients tèrmics grans, tant transversals com en profunditat. Amb aquestes condicions d'irradiació, doncs, el model prediu efectes com un poliment no uniforme que ha estat demostrat experimentalment. Per un altre cantó, en el cas de materials bons conductors com els metalls, s'ha demostrat que tot i que els gradients transversals de temperatura són més petits que en el vidre, han de ser tinguts en compte a l'hora de dissenyar un tractament superficial amb làser si el feix presenta algun grau de no uniformitat en la seva irradiància.
- 7.- Les temperatures teòriques simulades amb el model 1D han estat contrastades en experiments reals de poliment a partir dels senyals obtinguts amb els sensors electro-òptics construïts. En la major part dels casos estudiats, la contrastació és satisfactòria tant pel que fa a la temperatura a la superfície del vidre com pel que fa a la distribució de temperatures en profunditat. Tot i així, pels experiments d'irradiació fets a potències làser més altes, la contrastació no és prou satisfactòria i l'explicació de les discrepàncies requereix l'elaboració d'un model termomecànic més complex.
- 8.- Quan una mostra de vidre s'irradia amb un feix làser de CO₂, la seva rugositat superficial disminueix degut a l'acció de la tensió superficial. Partint de mostres amb rugositats superficials de l'ordre de 500 nm poden obtenir-se rugositats r.m.s finals de l'ordre de 1 nm. En canvi, defectes com l'ondulació (waviness) persisteixen després de la irradiació làser ja que el flux generat per la tensió superficial perd eficàcia quan els pendents locals són petits.
- 9.- Actualment s'està treballant en un model de simulació 2D que resol numèricament l'equació de transmissió de la calor pel mètode de les diferències finites. El model 2D és més ràpid i manejable que el 3D i permet resoldre un gran nombre de problemes d'irradiació ja que la majoria d'ells

tenen algun tipus de simetria. No és així pel cas d'un feix remodelat mitjançant un mirall facetat però sí pel cas de la integració activa.

10.- Un altre front en el que s'està treballant a l'actualitat és el destinat a la comprensió global del fenomen físic acoblat al procés tèrmic en el poliment de vidre. Es pretén poder explicar satisfactòriament: (a) la deformació plàstica de la superfície de les mostres irradiades, que s'observa quan els gradients tèrmics transversals assolits en ella han estat molt grans; i (b) les discrepàncies entre els resultats experimentals i la predicció teòrica 1D observades en els experiments d'irradiació de vidre a potències làser altes.

11.- El projecte més recent té com a objectiu l'extensió del mètode de poliment proposat al camp del tractament tèrmic superficial de materials semiconductors.

REFERÈNCIES.

Anderson E.E., Viskanta R., Stevenson W.H., "Heat transfer through semitransparent solids". *Journal of Heat Transfer*. Vol. 95, No. 2, 179-186 (1973).

Anthony T.R., Cline H.E., "Surface rippling induced by surface-tension gradients during laser surface melting and alloying", *Journal of Applied Physics*. Vol.48, No. 9, 3888-3894, (1977).

Arimoto A., Saitoh S., Moriyama S., Kondou Y., Mochizuki T. "Laser scanning system using a rotationally asymmetric aspheric surface". *Appl. Opt.* **30**, 699 (1991).

Armengol J., Estudi de la integració de feixos coherents amb miralls facetats. Treball d'investigació de tercer cicle. Departament d'òptica i optometria. (Juliol 1995).

Armengol J., Vega F., Lupón N., Laguarda F., "Two-faceted mirror for active integration of coherent high-power laser beams", *Applied Optics*, Vol. 36, No.3, 658-661 (1997).

Banner D., Propriétés radiatives des verres et des fontes de silicates. Modelisation des transferts de chaleur. These pour l'obtention du grade de docteur. Ecole Centrale de Paris, (1990).

Boley B.A., Weiner J.H. Theory of thermal stresses. Robert E. Krieger publishing company, Malabar, Florida (1985).

Bosseboeuf A., Boulmer J., Budin J. P., Debarre D., "Planarization of rough Si surfaces by laser annealing", *Appl. Surf. Sci.*, **109-110**, 473-476 (1997).

Breinan E.M. and Kear B.H., "Rapid solidification laser processing at high power density", in Laser Materials Processing, M. Bass, ed., Vol 3 of Materials Processing - Theory and Practices (North Holland Publishing Company, Amsterdam - New York - Oxford, 1983), pp.235-295.

Brown W.L., "Laser processing of semiconductors", in Laser Materials Processing, M. Bass, ed., Vol. 3 of Materials Processing - Theory and Practices (North Holland Publishing Company, Amsterdam - New York - Oxford, 1983), pp.337-406.

Chantry, G. W. Long - wave Optics, Vol 1: Principles (Academic Press, 1984).

Corning. Optical glasses for prescription and sun lenses. 1996

Dagenais D. M., Woodroffe J. A., Itzkan I., "Optical beam shaping of a high power laser for uniform target illumination". *Appl. Opt.* **24**, 671 (1985).

Dew S. K., Parsons R. R. "Absorbing filter to flatten gaussian beams". *Appl. Opt.* **31**, 3416-3419 (1992).

Dickey F. M., O'Neil B. D., "Multifaceted laser beam integrators". SPIE 818, 94 (1987).

Dickey Fred M., O'Neil Burton D. "Multifaceted laser beam intergators: general formulation and design concepts". *Opt. Eng.* **27**, 11, 999-1007, (Nov. 1988).

Duparré M., Golub M. A., Lüdge B., Pavelyev V. S., Soifer V. A., Uspleniev G. V., Volotovskii S. G. "Investigation of computer-generated diffractive beam shapers for flattening of single-modal CO₂ laser beams". *Appl. Opt.* **34**, 2489 (1995).

Fernández Navarro J. M., El Vidrio, Consejo Superior de Investigaciones Científicas, Madrid, (1985).

García-Beltrán A., Desarrollo y validación de un modelo computacional para la predicción y caracterización de procesos de tratamiento tèrmico superficial de materiales con láser, Tesis Doctoral. ETSI Industriales. Madrid (1996).

Gardon R., "A review of radiant heat transfer in glass", *Journal of the American Ceramic Society*, Vol. 44, No. 7, 305-312 (1961).

Gardon R., "Calculation of temperature distributions in glass plates undergoing heat treatment", *Journal of the American Ceramic Society*, Vol. 41, No. 6, 200-209 (1958).

Gardon R., "The emissivity of transparent materials", *Journal of the American Ceramic Society*, Vol. 39, No. 8, 278-287 (1956).

Geyl R., Paseri J., "Optical polishing of the VLT 8.2m primary mirrors – A report" *SPIE*, Vol. 2775, pp. 476-479, (1996).

Gregson V.G., "Laser heat treatment", in Laser Materials Processing, M. Bass, ed., Vol 3 of Materials Processing - Theory and Practices (North Holland Publishing Company, Amsterdam - New York - Oxford, 1983), pp.201-233.

Hamamatsu. Characteristics and use of infrared detectors. Technical information SD -12/FEB. 89.

Hamamatsu. Infrared detectors. 1990 - 91 Catalog.

Häusler G., "About the scaling behavior of optical range sensors", *Proc. Of the 3rd Int. Workshop on Automatic Processing of Fringe Patterns*, Bremen, Germany, September 15-17, 1997.

Heping T., Maestre B., Lallemand M., "Transient and steady-state combined heat transfer in semi-transparent materials subjected to a pulse or a step irradiation", *Journal of heat transfer*, Vol. 113, 166-173 (1991)

Horne D. F., Optical production technology. Adam Hilger Ltd, Bristol (1979).

Hsieh C.K., Su K.C., "Thermal radiative properties of glass from 0.32 to 206 μm ", *Solar energy*, Vol.22, 37-43 (1979).

Iwasaki K., Hayashi T., Goto T., Shimizu S. "Square and uniform laser output device: theory and applications". *Appl. Opt.* **29**, 1736 (1990).

Ji J.-K., Kwon Y.-S. "Conical microlens arrays that flatten optical-irradiance profiles of nonuniform sources". *Appl. Opt.* **34**, 2841 (1995).

Kaufman H.R., Reader P.D., Isaacson G.C., "Ion sources for ion machining applications". *AIAA Journal*, Vol. 15, No.6, pp 843-847, (June 1977).

Laguarta F., Armengol J., Vega F., Lupón N., "Active beam integrator for high power coherent lasers", *Proceedings Europto Series, High-power lasers: applications and emerging applications*. 166-173. Ed. G. Sayegh, M.R. Osborne, Published by SPIE, Besançon (12.6.1996-14.6.1996).

Laguarta F., Lupón N., Armengol J., "Optical glass polishing by controlled laser surface-heat treatment", *Applied Optics*, Vol. 33, No.27, 6508-6513 (1994).

Laguarta F., Lupón N., Vega F., Armengol J., "Laser application for optical glass polishing", *International symposium optical systems design and production II*. 603-610. Ed. A.E. Gee, J.F. Houée, Proc. SPIE, Glasgow (12.5.1996-16.5.1996).

Laguarta F., "Procedimiento de pulido de vidrios ópticos mediante tratamiento térmico superficial con láser", Patente de invención 9200219 (1996).

Lock – in Amplifier, Model SR510. Stanford Research Systems, Inc. 1987.

Lupón N. Contribucions a l'estudi del procés de polit de superfícies òptiques en components de vidre mitjançant tractament tèrmic amb làser de CO₂. Treball d'investigació de tercer cicle. Departament d'Òptica i Optometria. Terrassa (1993).

Mast T., Nelson J.E., "Keck telescope primary mirror segments: fabrication and support", (1988).

Mazumder J., "Overview of melt dynamics in laser processing", *Optical Engineering*, Vol. 30, No. 8, 1208-1219, (august 1991).

Mazumder J., Steen W. M., "Heat transfer model for cw laser material processing", *J. Appl. Phys.* Vol. 51, No. 2, 941-947, (1980).

McCracken D.D., Dorn W.S., Métodos numéricos y programación Fortran, (Limusa - Wiley, S.A., Mexico, 1969).

Meinel A.B., "Optical fabrication methods", *New Methods in Optical Design and Engineering*, vol. 2, (1974).

Meinel A.B., Bushkin S., Loomis D.A., "Controlled figuring of optical surfaces by energetic ionic beams". *Appl. Opt.*, Vol. 4, pp 1674, (December 1965).

Necati Özisik M., Heat transfer, a basic approach. McGraw-Hill International Editions, Mechanical Engineering Series, (1985)

Nelson J.E., Mast T.S., "The design of the Keck observatory and telescope". *Ten meter telescope technical report #90*, (March 1985).

Normes ASME B46.1-1995. Surface texture surface roughness, waviness and lay, An American National Standard, The American Society of Mechanical Engineers.

Ocaña J.L., García-Beltrán A., Laguarda F., Armengol J., Lupón N., and Vega F., "Laser heat treatment driven by integrated beams: role of irradiation nonuniformities", *Applied Optics*, Vol. 38, No.21 4570-4576 (1999).

Ocaña J.L., García-Beltrán A., Laguarda F., Lupón N., Armengol J., Vega F., "Analysis of the effect of optically induced local non-uniformities in laser surface

treatment applications", *Cleo Europe –EQEC'96*, 166-173, Ed. IEEE, Hamburg (8.9.96-13.9.96).

Ogilvy J.A., Theory of wave scattering from random rough surfaces, IOP London 1991.

Pinson L. J., Electro – optics, John Wiley & Sons, (1985).

Sagot G., Polissage optique du verre par irradiation laser, et deformations. Report de recerca, (1995)

Schott. Optical Glass Catalogue. 1984

Siegel R., Howell J.R., Thermal radiation heat transfer, Taylor & Francis, (1992).

Simmons W. W., Leppelmeier G. W., Johnson B. C. "Optical beam shaping devices using polarization effects". *Appl. Opt.* **13**, 1629 (1974).

Stowers I.F., Komanduri R., Baird E.D., "Review of precision surface generating processes and their potential applications to the fabrication of large optical components", *SPIE* vol. 966 (Advances in fabrication and metrology for Optics and Large Optics), pp 62-73, (1988).

Temple P.A., Lowdermilk W.H., Milam D., "Carbon dioxide laser polishing of fused silica surfaces for increased laser-damage resistance at 1064 nm", *Appl. Opt.* **21**, 3249-3255 (1982).

Temple P.A., Soileau M.J., "1.06- μm laser induced breakdown of CO₂-laser polished fused SiO₂", *Natl. Bur. Stand. (U.S.) Spec. Publ.* **620**, 180-189 (1980).

Tokarev V.N., Konov V.I., "Suppression of thermocapillary waves in laser melting of metals and semiconductors", *J. Appl. Phys.* **76** (2), 800-805, (1994).

Toro A, Proyecto fin de carrera, ETSI Industriales, UPM (1996).

Vega F., Armengol J., Lupón N., Laguarda F., "Surface-dynamics study during laser-polishing of glass", *Proceedings Europto Series, Industrial lasers and inspection*, EOS/SPIE, 14-18 June 1999.

Vega F., Lupón N., Armengol J., Laguarda F., "Laser application for optical glass polishing", *Optical Engineering*, Vol. 37, No.1, 1-8 (1998).

Veiko V. P., "Laser technology of the production of refractive optical elements", *Bulletin of the Russian Academy of Sciences Physics*, Vol. 59, No. 6, 1021-1030 (1995).

Veiko V. P., Yakovlev Y. B., "Physical fundamentals of laser forming of micro-optical components", *Optical Engineering*, Vol. 33 No. 11, 3567-3571 (1994).

Viskanta R., Kim D.M., "Heat transfer through irradiated, semi-transparent layers at high temperature", *Journal of Heat Transfer*, Vol. 120, No. 1, 182-184 (1980).

Xiao Y.M., Bass M., "Thermal stress limitations to laser fire polishing of glasses", *Appl. Opt.* 22, 2933-2936 (1983).

Zienkiewicz O.C., Taylor R.L., El método de los elementos finitos. formulación básica y problemas lineales. McGraw-Hill, CIMNE (1994).

APÈNDIX 1.

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 . Cada element de volum de la làmina contribueix a la radiació emesa per ella i en aquest Apèndix es calcula la contribució d'un qualsevol d'ells d'acord amb la Figura 4.3.6 (a). 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:

$$[\delta I_\lambda(\theta)]_{\text{endavant}} = \delta I_\lambda(\theta) \cdot (1 + R^2 e^{-2\alpha D/\cos\theta} + R^4 e^{-4\alpha D/\cos\theta} + \dots) \quad (1)$$

on $\delta I_\lambda(\theta)$ ve donat per (4.3.20) i R és la reflectància a la superfície. Al mateix temps, també arriba a la cara frontal part de la radiació emesa per dV cap enrera. Aquesta és:

$$[\delta I_\lambda(\theta)]_{\text{enrera}} = \delta^* I_\lambda(\theta) \cdot (R e^{-\alpha D/\cos\theta} + R^3 e^{-3\alpha D/\cos\theta} + \dots) \quad (2)$$

on $\delta^* I_\lambda(\theta)$ és la radiació directa des de dV fins a la cara posterior de la làmina, que recorre el camí $(D-x)/\cos\theta$.

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:

$$[\delta I_\lambda(\theta)]_{\text{frontal}} = [\delta I_\lambda(\theta)]_{\text{endavant}} + [\delta I_\lambda(\theta)]_{\text{enrera}} \quad (3)$$

Aplicant (4.3.24) s'obté que la intensitat total refractada o emesa a la cara frontal de la làmina, formant un angle χ amb la normal i procedent de dV és:

$$[\delta I_\lambda(\chi)]_{\text{frontal}} = T^* \cdot \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2 \cdot \frac{\cos \chi}{\cos \theta} \cdot [\delta I_\lambda(\theta)]_{\text{frontal}} \quad (4)$$

Integrant l'expressió (4) entre $x = 0$ i $x = D$ s'obté la intensitat emesa per la làmina en la direcció χ . S'ha de tenir en compte que en aquesta expressió, els únics factors que depenen de x són $\delta I_\lambda(\theta)$ i $\delta^* I_\lambda(\theta)$, de les fórmules (1) i (2) respectivament, i la integració de cada un d'ells dóna el mateix resultat. Llavors, el càlcul de la intensitat direccional emesa per la làmina dóna com a resultat l'expressió (4.3.25), on el factor Γ donat per (4.3.26) és el producte de T^* per la suma de la sèrie:

$$(1 + R e^{-\alpha D / \cos \theta} + R^2 e^{-2\alpha D / \cos \theta} + \dots) \quad (5)$$

