



UNIVERSITAT DE BARCELONA



DISSENY I CONSTRUCCIÓ D'UN CORRELADOR ÒPTIC DUAL INTEGRANT LES ARQUITECTURES DE VANDERLUGT I DE TRANSFORMADES CONJUNTES

Universitat de Barcelona
Departament de Física Aplicada i Òptica

Ignasi Labastida i Juan

Capítol 4

Correlador de transformades conjuntes. Configuració en eix

En aquesta secció es presenta el correlador de transformades conjuntes o JTC [Rau66, WG66] que principalment es caracteritza per la introducció de l'escena i l'objecte a detectar en el mateix pla d'entrada. Un altre tret significatiu d'aquesta arquitectura és el fet d'enregistrar distribucions d'intensitat per obtenir la correlació final.

Simplificant el procés, es pot dir que en un primer pas s'enregistra la distribució d'intensitat produïda per la transformada de Fourier òptica del pla d'entrada, on s'inclouen l'escena i el motiu a detectar. Aquesta distribució torna a transformar-se òpticament en un segon pas i s'obté la correlació entre el motiu i l'escena.

Cal fer notar que la captació d'intensitats es feia inicialment en registre fotogràfic provocant que aquest muntatge no detectés a "temps real". Amb la introducció de càmeres CCD i moduladors espacials de llum aquest inconvenient s'ha superat. Es poden utilitzar dos bancs amb una pantalla de cristall líquid i una càmera cadascun connectant la sortida de la primera càmera amb l'entrada de la segona pantalla. D'aquesta manera tindrem una detecció a "temps real".

El muntatge òptic que cal fer per tenir aquest tipus de correlador és molt més simple que el d'un correlador de VanderLugt. En aquest cas no tindrem problemes d'alineament ja que només necessitarem un difractòmetre que realitzi la transformada de Fourier òptica. També ens evitem generar digitalment els filtres per detectar el motiu, per contra, si volem millorar el procés d'identificació haurem de modificar la distribució d'intensitats.

El principal inconvenient que presenta aquesta arquitectura és la de tenir conjuntament en el pla de sortida els termes de correlació duplicats i descentrats a més d'un terme central irrellevant pel que fa a la detecció. La majoria dels treballs proposats

per millorar-ne el rendiment han anat dirigits a augmentar la capacitat de discriminació d'aquest tipus de correlador, però encara queda per resoldre el problema de l'aparició d'aquests diversos termes. Últimament s'han proposat diferents mètodes: Un d'ells és el de focalitzar cada terme de difracció en plans diferents [TJ93, JTZP94], però apareix el problema del solapament dels termes desfocalitzats. Altres s'han centrat en buscar el mètode per evitar que aparegui el terme central en el pla de correlació, ja sigui mitjançant la utilització de mètodes de desfasament (*phase shifting*) [LZWY97, MBCJV97], o bé eliminant directament l'ordre zero de difracció en l'espectre de potència conjunt [LYY98].

El que es proposa en aquest treball és obtenir un únic terme de correlació centrat utilitzant un correlador del tipus JTC. El primer mètode que vàrem trobar es va utilitzar en una pantalla de resolució CGA, com les descrites en el capítol anterior, i els resultats varen ser satisfactoris [LCMB⁺99]. En canviar el tipus de pantalla i utilitzar-ne una de més resolució (VGA), vàrem haver de modificar aquest mètode perquè les capacitats de modulació d'aquests darrers dispositius són molt diferents. Amb aquest segon procediment també s'ha assolit l'objectiu que perseguíem, l'obtenció d'un únic terme de correlació centrat [LCJV00]. Amb aquests mètodes s'aconsegueix disminuir l'amplada de banda espacial que requereixen aquest tipus de muntatges. També cal destacar que ambdós procediments són similars al mètode de binarització de l'espectre de potència conjunt [Jav89] amb el qual es millora la discriminació i es redueix el terme central en el pla de correlació.

Així doncs, en aquest capítol explicarem els muntatges que s'han realitzat per provar aquests dos mètodes però abans farem una introducció al JTC i al procés de binarització de l'espectre.

4.1 Correlador de transformades conjuntes clàssic

Abans de començar a estudiar les modificacions que cal fer per obtenir un correlador del tipus JTC amb un pla de sortida on només hi hagi un únic terme de detecció centrat, cal que analitzem amb detall el procés de correlació que s'esdevé en aquest muntatge òptic.

En la Figura 4.1 podem veure un esquema d'un JTC funcionant a "temps real", és a dir que en introduir conjuntament en la primera LCD (la superior de l'esquema) les imatges de l'escena i el motiu a detectar, apareix "instantàniament" la correlació en el pla de sortida, que correspon a la posició on hi ha la segona càmera CCD (la inferior del dibuix). Aquesta immediatesa és deguda a la connexió entre la primera CCD i el

segon modulador, que fa que en aquest darrer dispositiu es visualitzi la distribució d'intensitat recollida per aquesta primera càmera.

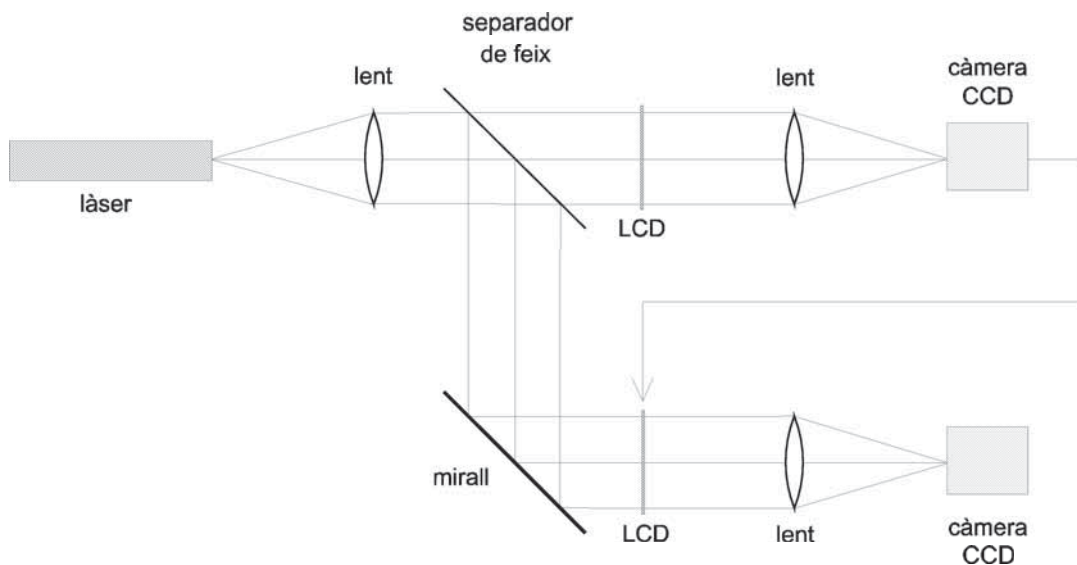


Figura 4.1: Muntatge d'un JTC convencional.

El fet de tenir la càmera connectada a la segona pantalla impedeix que es pugui retocar la intensitat que hi arriba. Aquest disseny amb dues LCDs es pot simplificar utilitzant un sol modulador, és l'anomenat muntatge monobanc on també ens estalviem una de les dues càmeres (Figura 4.2). Pel que fa a la llargària, es pot reduir la longitud total del difractòmetre col·locant la pantalla darrere de la lent convergent, tal i com s'explica en l'Apèndix A.

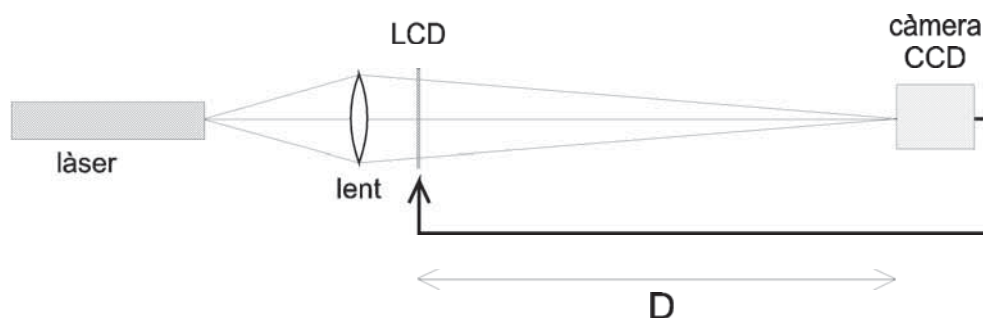


Figura 4.2: Muntatge d'un JTC monobanc.

El funcionament d'aquest muntatge és el següent. L'escena i la referència es visualitzen simultàniament en la LCD i la càmera capta la intensitat de la llum difractada

que hi arriba. Aquesta distribució és reenviada a la mateixa pantalla, mitjançant alguna targeta digitalitzadora. Amb aquest muntatge és perd velocitat però els resultats en termes de correlació són millors degut als possibles tractaments o processats que es poden realitzar a la intensitat captada per la CCD en el primer pas, abans d'enviar-la a la pantalla.

A més d'explicar qualitativament el procés de correlació que s'esdevé en aquest muntatge monobanc podem analitzar-lo matemàticament. En el pla d'entrada, en aquest cas una pantalla de cristall líquid, es col·loquen l'escena i la referència, representades per les funcions $s(x, y)$ i $r(x, y)$, respectivament. Aquestes dues imatges es tan separades una certa distància, (x_0, y_0) . Així doncs a l'entrada tindrem l'expressió següent:

$$e(x, y) = r\left(x + \frac{x_0}{2}, y + \frac{y_0}{2}\right) + s\left(x - \frac{x_0}{2}, y - \frac{y_0}{2}\right) \quad (4.1)$$

De la relació anterior podem dir que l'escena està centrada en el punt $(\frac{x_0}{2}, \frac{y_0}{2})$ mentre que el motiu ho està en $(-\frac{x_0}{2}, -\frac{y_0}{2})$. En col·locar el modulador darrera d'una lent convergent, podem obtenir la transformada de Fourier de la distribució del pla d'entrada (Equació 4.1) a una determinada distància. En aquest tipus de difractòmetres, la distribució de llum que apareix en el pla on es forma la imatge de la font puntual, és proporcional a la TF del que es visualitza en el modulador. Així doncs a una distància D de la pantalla, obtenim la distribució d'amplitud següent:

$$E(u, v) \propto \mathcal{F}[e(x, y)] = R(u, v)e^{i\pi(x_0u + y_0v)} + S(u, v)e^{-i\pi(x_0u + y_0v)} \quad (4.2)$$

on $R(u, v)$ i $S(u, v)$ són les amplituds complexes de les transformades de $r(x, y)$ i $s(x, y)$, respectivament. Aquestes funcions complexes es poden escriure en funció dels seus respectius mòduls i fases:

$$\begin{aligned} R(u, v) &= |R(u, v)|e^{i\phi_R(u, v)} \\ S(u, v) &= |S(u, v)|e^{i\phi_S(u, v)} \end{aligned} \quad (4.3)$$

Cal destacar que les coordenades (u, v) corresponen al canvi d'escala de la transformada:

$$(u, v) = \left(\frac{x}{\lambda D}, \frac{y}{\lambda D}\right) \quad (4.4)$$

on λ és la longitud d'ona de la font de llum coherent utilitzada.

Tal i com s'ha esmentat abans, el que volem enregistrar no és la distribució complexa d'amplitud, sinó la seva intensitat o JPS que es pot escriure com:

$$\begin{aligned} I(u, v) &= |E(u, v)E^*(u, v)| = |R(u, v)|^2 + |S(u, v)|^2 + \\ &+ 2|R(u, v)||S(u, v)|\cos\{2\pi(x_0u + y_0v) + \phi_R(u, v) - \phi_S(u, v)\} \end{aligned} \quad (4.5)$$

Per tant, aquesta distribució d'intensitat és captada per la càmera CCD i reenviada al modulador. En introduir aquest espectre en la pantalla s'esdevé una segona transformada òptica amb el mateix factor d'escala (λD), que fa que ara en el pla de la càmera aparegui la distribució d'amplitud següent:

$$c(x, y) = \mathcal{F}\{I(u, v)\} = r(x, y) \otimes r(x, y) + s(x, y) \otimes s(x, y) + r(x, y) \otimes s(x, y) * \delta(x - x_0, y - y_0) + r(x, y) \otimes s(x, y) * \delta(x + x_0, y + y_0) \quad (4.6)$$

La intensitat d'aquesta distribució serà recollida per la CCD. S'hi analitzem l'expressió anterior, observem dos termes de correlació creuada centrats en els punts (x_0, y_0) i $(-x_0, -y_0)$, que corresponen a la correlació entre el motiu i l'escena. Els altres dos termes no són rellevants pel que fa a la detecció ja que són els productes d'autocorrelació d'ambdues imatges, respectivament.

El principal requeriment d'aquest tipus de muntatge és el d'evitar la superposició dels termes de correlació creuada amb els d'autocorrelació en el pla de sortida. Per aquesta raó, la separació entre l'escena i el motiu en el pla d'entrada ha de ser prou gran ja que determina la distància entre els termes que apareixen en el pla de correlació. També hi intervenen altres factors com la grandària de les imatges, la resolució dels dispositius i les escales de la TF [MB98].

Tot i que el resultat final que s'obté en un JTC és una doble correlació no centrada entre l'escena i la referència, en molts processos de reconeixement òptic de formes, aquesta arquitectura és molt útil ja que la detecció pot ser molt ràpida, gràcies a la utilització de LCDs [YL84, YJLG87].

4.1.1 Binarització de l'espectre de potència conjunt

D'entre les moltes modificacions que s'han proposat per augmentar la capacitat discriminant del sistema de reconeixement del tipus JTC, la binarització del JPS [Jav89] és un dels mètodes més utilitzats degut als seus bons resultats i a la reducció del terme central. Aquest mètode es fonamenta en aplicar una no linealitat a l'espectre conjunt de potències, la binarització. El procés de correlació descrit anteriorment és el mateix que s'esdevé en aquest cas amb l'única diferència de la modificació del JPS, representat per la intensitat $I(u, v)$ (Equació 4.5). Per tant, es genera un nou espectre $I_b(u, v)$, que rep el nom d'espectre conjunt de potències binaritzat (BJPS¹), i que s'obté

¹Binary Joint Power Spectrum

assignant valors $+1$ o -1 a $I(u, v)$, seguint la relació següent:

$$I_b(u, v) = B[I(u, v)] = \begin{cases} 1 & \text{si } I(u, v) \geq I_T(u, v) \\ -1 & \text{si } I(u, v) < I_T(u, v) \end{cases} \quad (4.7)$$

on $B[]$ és l'operador de binarització i $I_T(u, v)$ és un llindar predeterminat.

Per veure què representa l'aplicació d'aquesta no linealitat en la distribució d'intensitat, podem expressar aquesta funció bipolar en sèrie de Fourier [Jav89]:

$$I_b(u, v) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n(u, v; I_T(u, v)) \cos(n\{2\pi(x_0u + y_0v) + \phi_R(u, v) - \phi_S(u, v)\}) \quad (4.8)$$

on els coeficients A_n es defineixen com:

$$A_n(u, v; I_T(u, v)) = \frac{4}{\pi n} \sin \left(n \cos^{-1} \left[\frac{|R(u, v)|^2 + |S(u, v)|^2 - I_T(u, v)}{2|R(u, v)||S(u, v)|} \right] \right) \quad (4.9)$$

El primer d'aquests termes genera el primer ordre de difracció i té l'expressió següent:

$$A_1(u, v; I_T(u, v)) = \frac{4}{\pi} \sqrt{1 - \left[\frac{|R(u, v)|^2 + |S(u, v)|^2 - I_T(u, v)}{2|R(u, v)||S(u, v)|} \right]^2} \quad (4.10)$$

Com es pot observar totes les relacions anteriors depenen de la funció llindar utilitzada per a la binarització, per tant la seva elecció serà determinant en el procés de correlació. Utilitzant la funció següent,

$$I_T(u, v) = |R(u, v)|^2 + |S(u, v)|^2 \quad (4.11)$$

el primer coeficient de la sèrie de Fourier, definit en l'Equació 4.10, esdevé una constant [JWT91]. A més, l'Equació 4.8 es converteix en:

$$I_b(u, v) = \frac{4}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{2n+1} \cos\{(2n+1)[2\pi(x_0u + y_0v) + \phi_R(u, v) - \phi_S(u, v)]\} \quad (4.12)$$

Si només considerem el primer terme de l'expansió anterior, la qual cosa és possible perquè la resta de termes tenen una energia inferior, la intensitat binària es pot reescriure com una funció cosinusoidal:

$$I_{b,1}(u, v) \propto \cos\{2\pi(x_0u + y_0v) + \phi_R(u, v) - \phi_S(u, v)\} \quad (4.13)$$

D'aquesta manera, quan la referència coincideixi amb l'escena ($r(x, y) = s(x, y)$), en el pla de correlació obtindrem dues deltes de detecció:

$$c(x, y) \propto \delta(x - x_0, y - y_0) + \delta(x + x_0, y + y_0) \quad (4.14)$$

Tot aquest procés es pot veure com la supressió dels termes de l'Equació 4.5 responsables dels pics d'autocorrelació en el pla de sortida. Tanmateix l'ordre central no desapareix totalment perquè, com ja s'ha dit, en el pla de sortida encara hi ha termes d'energia inferior produïts pels diferents ordres del desenvolupament de la distribució binària. La funció llindar que s'ha emprat es pot obtenir òpticament, captant la intensitat de les transformades de Fourier de l'escena i la referència per separat.

Com a conclusió podem dir que en el pla de correlació apareixen els dos termes de correlació creuada desplaçats respecte l'origen, i teòricament l'ordre central no hi és, encara que experimentalment s'observa en el pla de sortida amb una energia inferior.

4.2 Correlador de transformades conjuntes en eix amb pantalles CGA

Si es vol construir un muntatge amb una arquitectura dual, és a dir un processador òptic que pugui treballar com a correlador de VanderLugt i com a JTC, cal tenir en compte que el pla de correlació final tindrà unes característiques diferents. Mentre que amb els correladors de tipus VanderLugt és possible obtenir un pla de correlació centrat, utilitzant un JTC apareix un pla de sortida amb una correlació duplicada i desplaçada del centre. A més cal dir que en el centre del pla de sortida d'un JTC clàssic hi ha una gran taca de llum produïda pels termes d'autocorrelació. En la secció anterior ja s'ha vist que una possible eina per reduir aquesta taca central és la binarització del JPS, però aquest mètode no soluciona el desplaçament ni la duplicació dels pics de correlació.

En aquesta secció es descriu un mètode per aconseguir no tan sols eliminar l'ordre central sinó obtenir un sol pic de correlació centrat.

En el primer correlador del tipus JTC que s'ha construït, les imatges es visualitzen en una pantalla CGA, la que hem anomenat *LCD-CGA verda 2*. En el capítol anterior hi ha una descripció d'aquest modulador així com de les seves corbes operatives.

El procediment que hem seguit és el de buscar un mètode basat en l'obtenció de la següent transmitància complexa:

$$e^{i(\phi_R(u,v) - \phi_S(u,v))} \quad (4.15)$$

Aquesta distribució és la que caldria utilitzar en lloc del terme de cosinus de l'Equació 4.13 que s'emprava en la binarització del JPS. La Transformada de Fourier de

la Relació 4.15 ens dóna només un pic de detecció centrat a l'origen,

$$c(x, y) \propto \delta(x - x_r, y - y_r) \quad (4.16)$$

on (x_r, y_r) són les coordenades del motiu dins de l'escena.

Com que a la transmitància de l'Equació 4.15 no hi ha el terme de fase lineal ($2\pi(x_0u + y_0v)$) que apareix en altres expressions (Equacions 4.5 i 4.13), l'escena i la referència s'hauran de mostrar superposades en la LCD. Per tant, les imatges en el pla d'entrada i en el pla de correlació apareixeran en eix i el producte de l'ample de banda espacial s'optimitzarà respecte al JTC clàssic.

El primer que cal explicar és com obtenir la transmitància de l'Equació 4.15. El procés comença per introduir l'escena i la referència centrades en el pla d'entrada:

$$e_C(x, y) = r(x, y) + s(x, y) \quad (4.17)$$

així, després d'una transformada de Fourier, i en termes d'intensitat, obtenim l'espectre de potències següent:

$$I_C(u, v) = |R(u, v)|^2 + |S(u, v)|^2 + 2|R(u, v)||S(u, v)| \cos(\phi_R(u, v) - \phi_S(u, v)) \quad (4.18)$$

que pot ser enregistrat per la càmera i emmagatzemat en la memòria d'un ordinador. Aquest espectre és molt semblant al que s'obté clàssicament (Equació 4.5) exceptuant el terme de fase lineal dins del cosinus.

Si tornem a mostrar l'escena i la referència centrats en el pla d'entrada, però aquest cop amb un desfasament de $\frac{\pi}{2}$ entre ambdues imatges,

$$e_S(x, y) = r(x, y) + s(x, y)e^{i\frac{\pi}{2}} \quad (4.19)$$

l'expressió de la distribució d'intensitats en el pla de Fourier serà ara:

$$\begin{aligned} I_S(u, v) &= |R(u, v)|^2 + |S(u, v)|^2 + 2|R(u, v)||S(u, v)| \cos(\phi_R(u, v) - \phi_S(u, v) - \pi/2) \\ &= |R(u, v)|^2 + |S(u, v)|^2 + 2|R(u, v)||S(u, v)| \sin(\phi_R(u, v) - \phi_S(u, v)) \end{aligned} \quad (4.20)$$

que és semblant a l'anterior (Equació 4.18) però substituint-hi el cosinus per un sinus. La dificultat en aquest segon pas és el d'assolir el desfasament de $\frac{\pi}{2}$ radians entre les imatges de l'escena i el motiu a detectar. Per obtenir-lo podem utilitzar les propietats de modulació de les LCDs que han estat descrites anteriorment, és a dir mostrar les imatges en unes determinades configuracions de treball que facin que la llum quedi modulada en fase de la manera desitjada.

Un cop hem captat les dues distribucions d'intensitats (I_C i I_S), definim una nova funció $I_q(u, v)$ combinant els resultats de binaritzar ambdues funcions,

$$I_q(u, v) = B[I_C(u, v)] + iB[I_S(u, v)] \quad (4.21)$$

Aquesta nova distribució, o espectre quaternari, es pot descriure de la manera següent:

$$I_q(u, v) = \begin{cases} 1 + i & \text{si } I_C(u, v) \geq I_T(u, v) \text{ i } I_S(u, v) \geq I_T(u, v) \\ -1 + i & \text{si } I_C(u, v) < I_T(u, v) \text{ i } I_S(u, v) \geq I_T(u, v) \\ 1 - i & \text{si } I_C(u, v) \geq I_T(u, v) \text{ i } I_S(u, v) < I_T(u, v) \\ -1 - i & \text{si } I_C(u, v) < I_T(u, v) \text{ i } I_S(u, v) < I_T(u, v) \end{cases} \quad (4.22)$$

Si utilitzem la funció llindar descrita en l'Equació 4.11 i seguint el procediment matemàtic de la secció 4.1, podem reescriure la distribució $I_q(u, v)$ com:

$$I_q(u, v) \approx \cos(\phi_R(u, v) - \phi_S(u, v)) + i \sin(\phi_R(u, v) - \phi_S(u, v)) = e^{i(\phi_R(u, v) - \phi_S(u, v))} \quad (4.23)$$

que és justament la transmitància complexa que volíem aconseguir perquè amb la seva transformada obtindrem una única correlació centrada de les dues funcions $r(x, y)$ i $s(x, y)$.

4.2.1 Muntatge òptic

Després d'analitzar el mètode teòricament cal implementar-lo experimentalment per comprovar el seu bon funcionament. Per realitzar tot el procés òpticament podem utilitzar el muntatge que es mostra en la Figura 4.3.

Si ens fixem en aquesta darrera figura, podem veure que l'arquitectura proposada és similar a la d'un interferòmetre de dos braços, com per exemple un Mach-Zehnder. Un tret característic d'aquest muntatge, respecte al JTC clàssic de la Figura 4.1, és que en aquest cas s'ha simplificat el sistema òptic ja que només tenim una lent per realitzar les transformades de Fourier necessàries. De fet aquesta simplificació ja s'ha explicat en la introducció del muntatge monobanc (Figura 4.2). Així doncs, el factor d'escala no depèn de la focal de la lent sinó de la distància entre la LCD i la càmera CCD. Cal fer notar que les dues pantalles han d'estar a la mateixa distància de la càmera per tal de tenir el mateix factor d'escala en la difracció que captura la càmera. Primer cal mostrar conjuntament l'escena i el motiu en el pla d'entrada per tal d'obtenir les distribucions de sinus i cosinus (Equacions 4.18 i 4.20). En principi, amb el muntatge proposat, caldria utilitzar dues pantalles una per a l'escena i l'altra per al motiu. En el primer cas, per obtenir l'expressió en funció del cosinus, haurien d'estar en configuracions amb la mateixa modulació d'amplitud. En canvi, en el segon cas, encara que

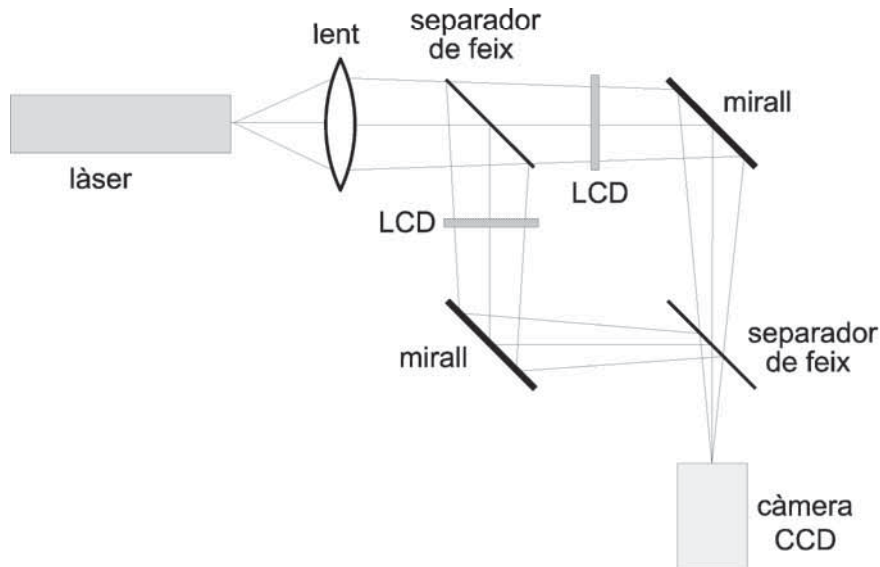


Figura 4.3: Muntatge òptic per aconseguir un JTC en eix.

la modulació en amplitud també hauria de ser la mateixa, caldria que hi hagués un desfasament de $\frac{\pi}{2}$ entre ambdues pel que fa a la fase. D'aquesta manera, en mostrar aquestes imatges en aquestes condicions, i després d'una TF òptica, s'obtidrien les distribucions I_C (Equació 4.18) i I_S (Equació 4.20) mitjançant una càmera CCD. A partir d'aquestes dues intensitats captades es pot calcular digitalment l'espectre de quatre nivells, I_q (Equació 4.22).

Finalment per realitzar la segona transformació òptica, ens cal una sola LCD en una configuració que tingui els quatre valors necessaris de I_q . Possiblement, la corba operativa més adient és una de només fase, ja que té una transmissió en amplitud pràcticament constant i un ampli rang de variació en la modulació en fase. Per tant, en aquest darrer pas del procés només utilitzem un dels braços del muntatge de la Figura 4.3.

4.2.2 Procediment experimental i resultats

L'escena triada per a la demostració experimental és la de la Figura 4.4, i la verificació del mètode consisteix en la detecció de cadascun dels tres satèl·lits.

Si s'observen les corbes operatives obtingudes amb les pantalles CGA queda clar que és possible utilitzar aquests dispositius per mostrar les imatges seguint en mètode descrit anteriorment. No obstant això, per simplificar el mètode i el muntatge, podem aconseguir un sol pic de detecció centrat en el pla de correlació d'un JTC amb una sola

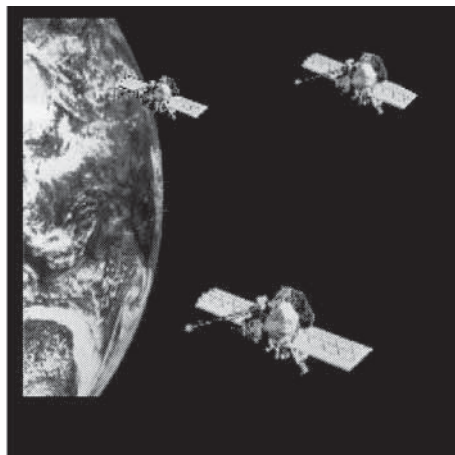


Figura 4.4: Imatge emprada com a escena en els muntatges de JTC en eix.

pantalla per visualitzar-hi les imatges. El principal inconvenient que se'ns presenta pel fet d'utilitzar una sola LCD és el de les possibles superposicions entre les imatges que pot provocar una reducció en el seu rang dinàmic. Com es veurà a posteriori, això no ha succeït en el nostre cas ja que amb l'escena triada (Figura 4.4) no hi ha hagut cap superposició amb cap dels motius a detectar.

Per tant, si només volem utilitzar un modulador, hem de triar una configuració capaç de poder mostrar les imatges conjuntament en les condicions descrites per les Equacions 4.17 i 4.19. El principal problema és el d'assolir el desfasament necessari en un dels dos casos. D'entre la varietat de corbes operatives que ofereix el dispositiu, hem triat la d'alt contrast (Figura 3.12) perquè, a més del bon comportament en termes de contrast (com es pot veure en la Taula 3.8), introdueix un desfasament de $\frac{\pi}{2}$ entre els nivells de gris $gl=255$ i $gl=37$, tal i com es pot veure en la Figura 4.5.

Així doncs, si primer binaritzem una de les imatges amb els nivells $gl=0$ i $gl=37$, i després ho fem amb $gl=0$ i $gl=255$, les dues imatges binàries resultants tindran un desfasament de $\frac{\pi}{2}$ quan siguin visualitzades en la LCD en aquesta configuració de HC. La binarització es pot fer respecte la mitjana o també es pot fer un filtre de vores i després reduir la imatge a dos valors. Així doncs, si simplifiquem el mètode emprant una sola pantalla, el principal desavantatge que se'ns presenta és el de necessitar imatges binàries.

Pel que fa a l'obtenció de les distribucions d'intensitat que necessitem, la corresponent al terme de cosinus, I_C (Equació 4.18), s'aconsegueix quan es mostren les imatges de l'escena i el motiu a detectar binaritzades amb valors $gl=255$ o $gl=0$. En canvi, per obtenir I_S (Equació 4.20), utilitzem el mateix motiu binari però l'escena ara està binaritzada amb $gl=37$ i $gl=0$. D'aquesta manera s'aconsegueix la introducció del

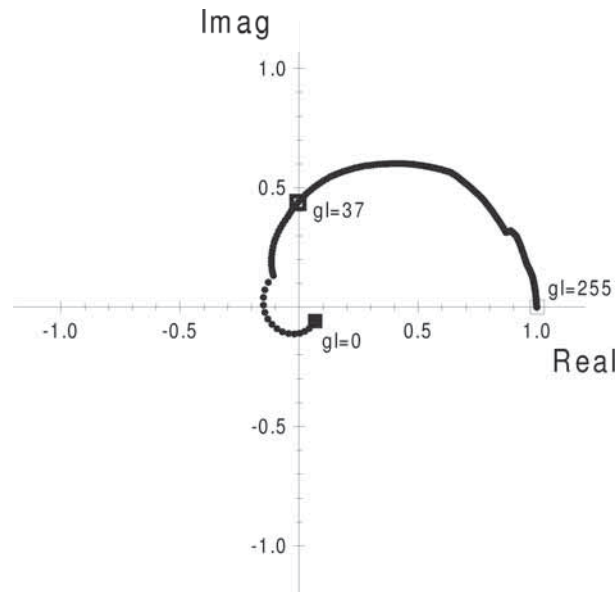


Figura 4.5: Corba operativa d'alt contrast amb els nivells de gris marcats

desfasament necessari entre ambdues imatges.

Un cop s'obtenen les dues distribucions, I_C i I_S , només cal mostrar l'escena i el motiu per separat per aconseguir la intensitat llinar I_T (Equació 4.11). Amb aquestes distribucions d'intensitat ja es pot calcular I_q comparant els diferents punts tal i com s'indica en l'Equació 4.22.

Quan ja s'ha generat l'espectre quaternari, cal decidir quina configuració serà l'adient mostrar aquesta distribució de quatre valors. Com ja s'ha dit abans, una bona elecció per mostrar I_q és una corba de només fase. En la Figura 3.13 es mostra la corba operativa d'aquest tipus que s'ha aconseguit amb aquesta pantalla. Necessitem quatre nivells de gris que tinguin la mateixa transmitància i que estiguin desfasats $\frac{\pi}{2}$ entre ells. A partir dels resultats d'aquesta configuració, observem que hi ha diferents grups de quatre nivells que s'ajusten a aquests requeriments. No obstant això, degut a les petites diferències en la modulació d'amplitud, hi ha conjunts millors que altres ja que sempre hi haurà una petita transmitància remanent. Els quatre nivells de gris utilitzats han estat $gl=6$, $gl=38$, $gl=81$ i $gl=163$, que corresponen als punts de la corba marcats en la Figura 4.6.

En la Taula 4.1 es mostren els valors de la modulació d'amplitud i de fase dels quatre nivells triats. Es pot veure clarament que la transmitància total que hi introdueixen no és nul·la, com seria de desitjar, degut a què la transmitància no és constant al llarg de la corba. Aquesta amplitud remanent farà que la desaparició de l'ordre central no sigui completa. Tanmateix, aquest valor d'amplitud no és gaire gran (0.14, tal i com

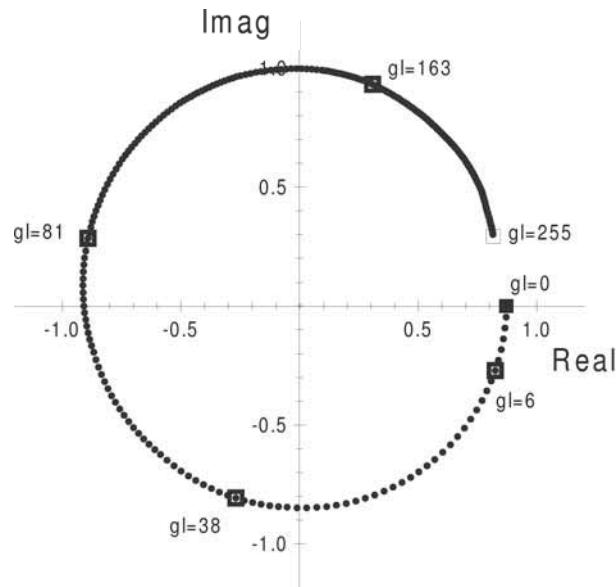


Figura 4.6: Corba operativa de Quasi Només Fase on es mostren els quatre nivells de gris triats per visualitzar I_q .

es veu en la Figura 4.7) i per tant en el pla de sortida els termes de correlació tindran més energia. Aquest inconvenient es fa menor com millor és la configuració de la pantalla, o sigui com més constant sigui la modulació en amplitud.

	gl=6	gl=38	gl=81	gl=163
Amplitud	0.87	0.85	0.94	0.98
Fase	-0.10π	-0.60π	-1.10π	-1.60π

Taula 4.1: Modulació en amplitud i en fase introduïda pels quatre nivells de gris escollits.

Un cop s'han escollit la configuració per mostrar l'espectre quaternari i els valors de gris que s'empraran, només cal provar la validesa del mètode realitzant el procés de detecció. Amb aquest objectiu, s'ha realitzat la correlació de cada satèl·lit amb l'escena abans esmentada. En les Figures 4.8, 4.9 i 4.10 es veuen els respectius plans de sortida on s'aprecia la detecció centrada i única del corresponent motiu. Es pot observar que els pics de correlació són més alts que els possibles "sidelobes" que hi apareixen. En aquestes tres figures, al costat dels plans de correlació, també es mostren les respectives representacions tridimensionals.

Cal recordar que l'ordre central hauria de ser completament nul si la modulació en amplitud dels quatre nivells de la distribució I_q fos la mateixa. Aquesta condició faria que la transmitància total de la distribució quaternària fos zero. Però com ja s'ha explicat anteriorment, amb la configuració que s'ha triat no és possible eliminar

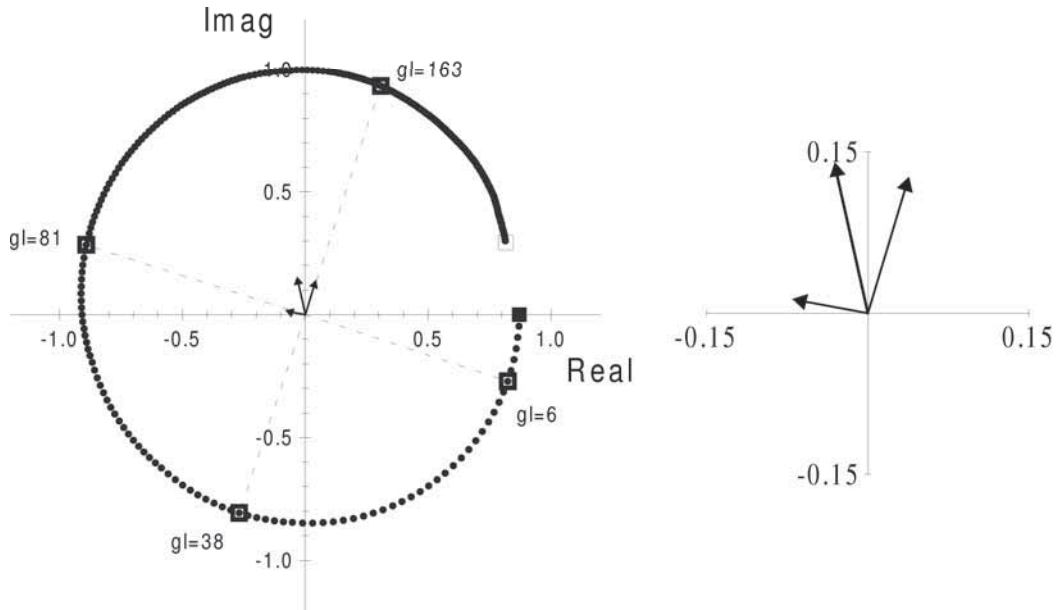


Figura 4.7: Configuració de Quasi Només Fase amb la transmitància remanent en emprar els quatre nivells de gris triats.

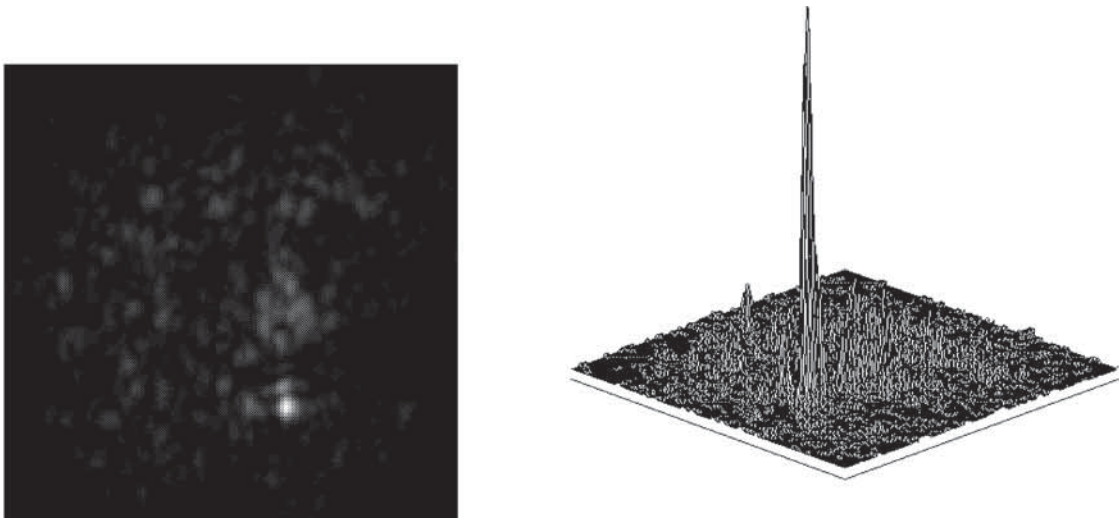


Figura 4.8: Pla de correlació i representació tridimensional. Detecció del satèl·lit inferior.

completament la taca central en el pla de correlació. Tanmateix, hi ha una manera de millorar el resultat final: compensar la transmitància remanent, mitjançant el canvi de nivells de gris en determinades zones de la LCD sense informació significant. En aquests punts caldria assignar els nivells de gris que aportin uns valors d'amplitud més baixos. Tot i així cal tenir en compte un altre factor que s'ha analitzat en el capítol anterior, el fet de tenir un control píxel a píxel aproximat entre la imatge i la

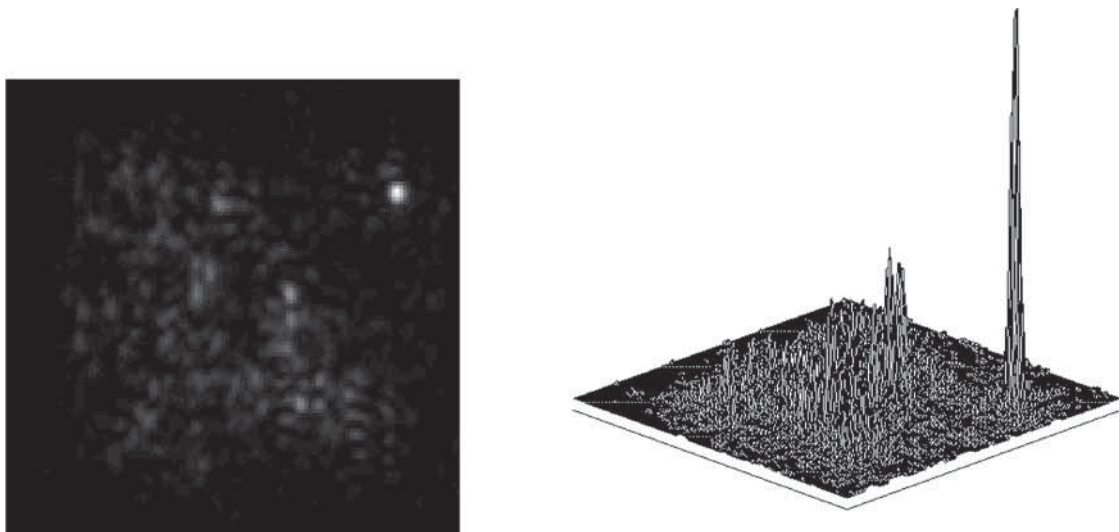


Figura 4.9: Pla de correlació i representació tridimensional. Detecció del satèl·lit superior dret.

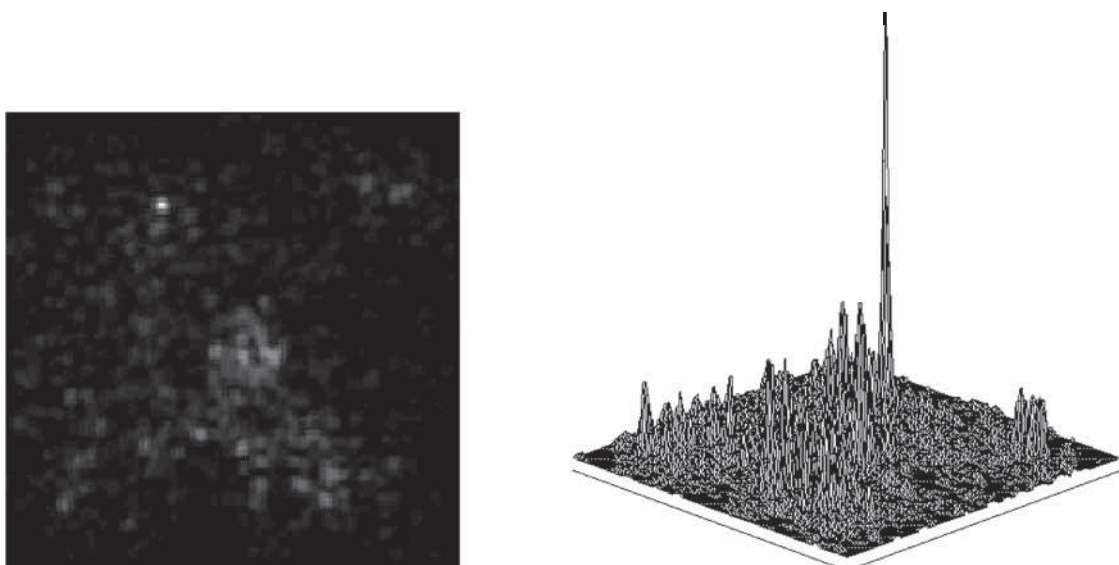


Figura 4.10: Pla de correlació i representació tridimensional. Detecció del satèl·lit superior esquerre.

pantalla. La falta d'un control acurat, sobretot pel que fa a les columnes, provoca que apareguin nivells de gris diferents dels quatre escollits. Aquests valors són una font de soroll a tenir en compte. Com més precís sigui el control menys soroll tindrem en el pla de correlació final.

Tot i els inconvenients o limitacions que presenta aquest mètode, els principals avantatges que cal significar són el de l'optimització de l'ample de banda espacial de la pantalla i de la càmera CCD, així com l'aprofitament de la llum necessària per al

procés ja que el pla de correlació apareix centrat i no desplaçat com en el muntatge clàssic.

4.3 Correlador de transformades conjuntes en eix amb pantalles VGA

Volem utilitzar el mètode proposat per obtenir una sola correlació centrada en el pla de sortida d'un JTC, que ja ha estat validat amb les pantalles de cristall líquid CGA, en un nou muntatge on les LCDs siguin de més resolució (VGA). El principal inconvenient amb el qual ens trobem és el fet que amb aquests nous moduladors no hem aconseguit les configuracions adients als requeriments del procés proposat. Cal recordar de la secció anterior la necessitat de tenir quatre nivells de gris que ofereixin una modulació en amplitud semblant i que el desfasament entre ells sigui de $\frac{\pi}{2}$. Si analitzem les corbes operatives obtingudes amb aquestes pantalles VGA (Secció 3.2.3), observem que no n'hi ha cap que compleixi aquestes condicions. La configuració que s'acosta més a les necessitats de tenir uns nivells de gris amb transmitància continua és la de $[0-\pi]$ només fase (Figura 3.21), on la modulació en amplitud quasi no varia mentre que en fase només arriba a π radians (Taula 3.15). Així doncs, cal modificar el mètode explicat en la secció anterior per tal que sigui utilitzable en muntatges on les pantalles no arribin a una modulació en fase de 2π radians.

La variació que proposem amb aquest nou mètode és la de reduir a dos nivells els quatre que es necessitaven amb l'anterior procediment, amb la qual cosa s'aconsegueix que els requeriments en la configuració de treball de la LCD siguin mínims i fàcilment assolibles per una gran varietat de moduladors i diferents corbes operatives. Pel que fa al muntatge, la principal modificació és la necessitat d'introduir un procés interferomètric a l'hora d'aconseguir el pla de sortida final on només hi hagi un terme de correlació centrat.

Com s'ha fet en la Secció 4.2 podem fer un desenvolupament matemàtic d'aquest nou procediment. L'objectiu final és el mateix que en el cas del JTC amb pantalles CGA, el d'obtenir un únic pic de correlació centrat (Equació 4.16). El mètode és força similar a la binarització del JPS [Jav89] (analitzat en la Secció 4.1.1), però en lloc d'utilitzar la distribució d'intensitat del cosinus (Equació 4.18), prendrem la distribució on hi ha el sinus (Equació 4.20). Aquesta elecció és fonamental ja que les transformades respectives tenen una gran diferència, mentre que la del cosinus és proporcional a una suma de deltes, la del sinus ho és a una resta de deltes. Com explicarem més

endavant, aprofitarem aquesta resta per eliminar, mitjançant interferència, una de les dues rèpliques.

El primer procés que cal realitzar és l'obtenció de la distribució sinusoidal d'intensitat descrita per l'Equació 4.20. Col·loquem l'escena i la referència centrades en el pla d'entrada amb un desfasament relatiu de $\frac{\pi}{2}$ entre ambdues,

$$r(x, y) + s(x, y)e^{i\frac{\pi}{2}} \quad (4.24)$$

Com s'ha explicat anteriorment, la manera més fàcil d'aconseguir aquest desfasament entre les dues imatges és utilitzant les propietats de modulació de les pantalles.

Un cop aconseguida aquesta distribució sinusoidal cal calcular la funció binària I_{BS} que utilitzarem com a espectre de potència. Aquesta funció tindrà dos valors, l'assignació dels quals dependrà d'un llindar:

$$I_{BS}(u, v) = \begin{cases} i & \text{si } I_S(u, v) \geq I_T(u, v) \\ -i & \text{si } I_S(u, v) < I_T(u, v) \end{cases} \quad (4.25)$$

Com en el cas anterior, podem definir aquesta funció llindar I_T com,

$$I_T(u, v) = |R(u, v)|^2 + |S(u, v)|^2 \quad (4.26)$$

Seguint el desenvolupament matemàtic emprat en la binarització del JPS i en el mètode de l'espectre de quatre valors, quan s'utilitza aquest llindar, la funció binària $I_{BS}(u, v)$ es pot reescriure com:

$$I_{BS}(u, v) \approx i \sin(\phi_R(u, v) - \phi_S(u, v)) \quad (4.27)$$

De fet si comparem aquesta darrera expressió amb l'Equació 4.15, que indicava la transmitància que calia codificar per obtenir un pla de correlació centrat, veiem que en I_{BS} apareixen dos termes amb aquest tipus de transmitància:

$$I_{BS}(u, v) \approx \frac{i}{2} [e^{i(\phi_R(u, v) - \phi_S(u, v))} - e^{-i(\phi_R(u, v) - \phi_S(u, v))}] \quad (4.28)$$

Quan aquesta funció I_{BS} es visualitzi en un modulador col·locat en un difractòmetre per realitzar una nova transformada de Fourier òptica, en el pla de sortida s'obtindrà:

$$c(x, y) \propto i(\delta(x - x_r, y - y_r) - \delta(x + x_r, y + y_r)) \quad (4.29)$$

quan la referència estigui inclosa dins l'escena en la posició (x_r, y_r) .

El resultat de l'Equació 4.29 és l'esperat si s'observa el desenvolupament en funcions exponencials que s'ha fet en l'Equació 4.28.

Si ens fixem en la distribució d'amplitud de l'Equació 4.29, veiem que quan es capturi la seva intensitat mitjançant una càmera CCD, obtindrem dos pics de correlació indistingibles tot i que estaran centrats, és a dir que en el pla de sortida tindrem dos plans de correlació superposats. Així doncs, si en el nostre procediment ens aturem aquí tindrem un parell de pics de correlació centrats en el pla de sortida sense l'ordre central. Quan s'utilitza el BJPS pràcticament desapareix el terme central però els plans de correlació es mantenen separats del centre.

El que cal fer és desfer l'ambigüitat que hi ha amb la localització del pic de correlació. Cal eliminar-ne un per tal d'aconseguir un sol pic de detecció, que a més estarà centrat.

Analitzant l'Equació 4.29 ens adonem que els dos termes tenen fases oposades, és a dir, que tenen signe negatiu i que per tant podem sumar-hi una constant per tal d'eliminar-ne un dels dos. Òpticament, la suma que cal fer pot realitzar-se afegint una ona plana al pla de sortida i després captar la intensitat del resultat total. D'aquesta manera, i per efectes d'interferència negativa, serem capaços de tenir un sol màxim de detecció centrat. Si l'amplitud de l'ona plana no coincideix exactament amb la del pic no s'aconseguirà l'eliminació total però sí una reducció significativa. A més, el fet d'afegir una ona plana fa que el fons, que en principi seria pràcticament nul, adquireixi un valor significatiu. Aquest efecte no és molt problemàtic perquè amb una taula de sortida adient poden eliminar-se el fons i les possibles restes de pic que ha estat reduït en amplitud.

4.3.1 Muntatge òptic

Una vegada analitzada la part teòrica del problema, cal plantejar-se el muntatge òptic necessari per poder validar el funcionament d'aquest nou mètode. El sistema que proposem és el de la Figura 4.11. La base d'aquesta arquitectura és un interferòmetre Mach-Zehnder amb un dels dos braços transformat en un correlador JTC monobanc.

De fet, la part del JTC hauria de desdoblarse per tal d'introduir l'escena i la referència centrades en el mateix pla d'entrada però en LCDs diferents, en un muntatge semblant al de la Figura 4.3. Com ja s'ha dit en explicar el correlador amb pantalles CGA, és possible simplificar el sistema utilitzant un sol modulador sempre i quan les imatges ho permetin, és a dir que no se superposin.

Per a la primera part del procediment, l'obtenció dels espectres de potència I_S , R^2 i S^2 , només utilitzem el braç de l'interferòmetre on s'ha muntat el JTC. En canvi, per

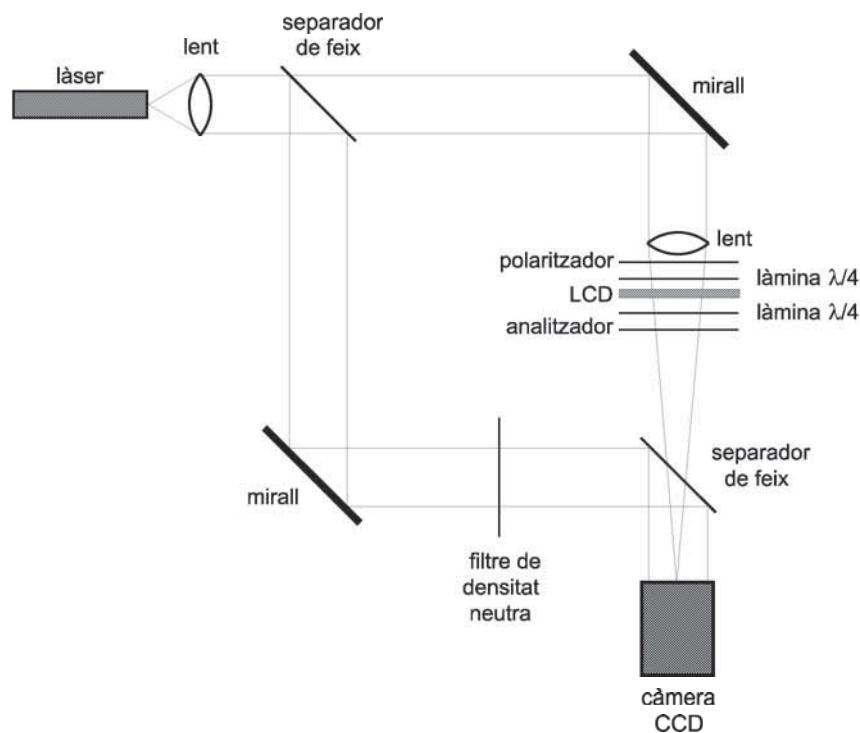


Figura 4.11: Muntatge òptic per aconseguir un JTC en eix

a la segona part, o sigui l'obtenció final de la correlació centrada, cal utilitzar els dos braços del muntatge perquè necessitem l'ona plana que cancel·larà un dels pics mitjançant la interferència negativa.

El procés a seguir és el següent, primer introduïm en el pla d'entrada les dues imatges, l'escena i el motiu, amb un desfasament relatiu de $\frac{\pi}{2}$ radians entre ambdues tal i com s'indica en la Relació 4.19, emprant un sol modulador i imatges binàries. Duent a terme una transformada de Fourier òptica del pla d'entrada aconseguim la distribució I_S (Equació 4.20) en captar la intensitat que arriba al pla on hi ha la càmera CCD. Un cop obtingut aquest espectre, cal aconseguir les intensitats de la TF de l'escena i la del motiu, per separat, per tal de generar la funció lliandar (Equació 4.11) i així poder calcular I_{BS} (Equació 4.25).

Per realitzar la segona transformada i obtenir com a resultat final una única correlació centrada necessitem un sol modulador amb una configuració que tingui dos valors que donin la mateixa transmitància i una modulació en fase que estigui desfasada π radians entre ambdós. Possiblement hi ha una gran varietat de corbes que compleixin aquesta condició perquè és molt poc restrictiva, tot i així, una bona opció és la d'utilitzar una configuració de només fase.

A partir del muntatge i el procediment descrit podem provar d'obtenir resultats ex-

perimentals amb la pantalla VGA i les corbes de què es disposa.

4.3.2 Procediment i resultats experimentals

Per comprovar aquest nou mètode d'obtenció d'un únic pla de correlació centrat amb un correlador del tipus JTC, s'ha utilitzat la mateixa imatge dels satèl·lits amb la Terra de fons (Figura 4.4). Com hem fet abans, l'objectiu és detectar cadascun dels tres satèl·lits per separat.

La pantalla que s'ha utilitzat és la LCD-VGA vermella, els detalls de la qual estan descrits en la Secció 3.2.3 on també es mostren les corbes operatives que s'han aconseguit.

El primer que cal fer és introduir en el pla d'entrada l'escena i la referència centrades, superposades, i desfasades $\frac{\pi}{2}$ radians, tal i com s'indica en l'Equació 4.24. La millor configuració és la d'alt contrast i cal que les imatges siguin binàries. Com que la pantalla que utilitzem és la LCD-VGA vermella cal fixar-nos amb la corba operativa HC de la Figura 3.16. Tal i com hem fet anteriorment, necessitem tres valors per binaritzar aquestes dues imatges. En la Figura 4.12 estan marcats els tres nivells de gris que hem triat per a la binarització. Tenim un alt contrast entre $g_l=255$ i $g_l=0$, i un desfasament de $\frac{\pi}{2}$ entre els punts $g_l=255$ i $g_l=119$, tal i com volíem. Així doncs, la distribució sinusoidal I_S (Equació 4.20) s'obté binaritzant la imatge de referència amb valors $g_l=255$ i $g_l=0$ i l'escena amb $g_l=119$ i $g_l=0$. Per obtenir la funció lliardar (I_T) hem mostrat per separat les dues imatges binaritzades amb els esmentats valors.

Com s'ha vist en el capítol de caracterització, aquest tipus de pantalles no són capaces de modular només en fase quan la polarització d'entrada i de sortida és lineal. Així doncs, si volem utilitzar una corba de PM caldrà utilitzar la configuració que hem obtingut amb llum polaritzada el·lípticament a l'entrada i a la sortida (Figura 3.21). Els dos nivells de gris que hem triat són $g_l=0$ i $g_l=255$, tal i com es pot veure en la Figura 4.13

Per tant, cal binaritzar l'espectre de potència entre els dos nivells $g_l=0$ i $g_l=255$. A la Taula 4.2 es mostren els valors de la modulació en amplitud i fase corresponents als esmentats nivells de gris. Es pot apreciar que la variació en amplitud és molt petita i que el desfasament en la modulació de fase quasi arriba al valor de π radians tal i com volíem.

Un cop s'ha calculat I_{BS} , es pot enviar al modulador en la configuració de llum el·lípticament polaritzada situat en un dels braços del muntatge de la Figura 4.11. L'altre braç aporta l'ona plana necessària per produir la interferència en el pla de sortida. Per

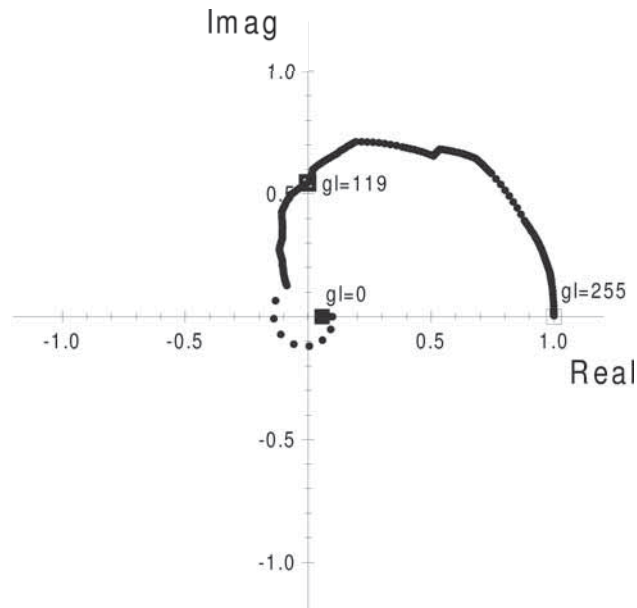


Figura 4.12: Configuració d'alt contrast per a la LCD-VGA vermella

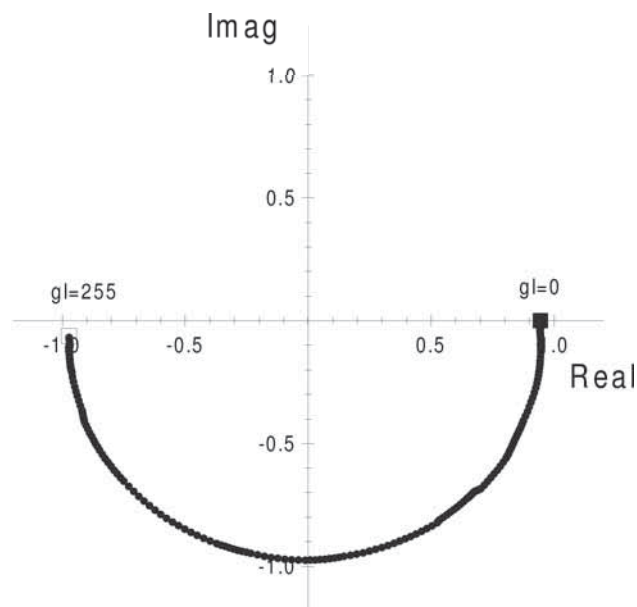


Figura 4.13: Configuració de $0-\pi$ Només Fase.

	gl=0	gl=255
Amplitud	0.95	0.98
Fase	0	-0.98π

Taula 4.2: Modulació d'amplitud i fase per als dos nivells de gris escollits de la corba de la Figura 4.13.

tal de controlar l'amplitud d'aquesta ona de referència situem en aquest braç un filtre de densitat neutra. Els resultats que s'obtenen són els que es mostren en les Figures

4.14, 4.15 i 4.16. Aquests resultats han estat captats per la càmera CCD que hi ha en el pla de sortida i es pot observar que el valor del fons és força significatiu. Aquest fons és degut a l'addició de l'ona plana que per una part elimina un dels dos pics de correlació que genera la distribució I_{BS} , però que a la vegada crea un fons d'intensitat apreciable. Per tal que aquesta intensitat, que no aporta cap mena d'informació, no emmascari els pics de correlació cal utilitzar el filtre de densitat neutra.

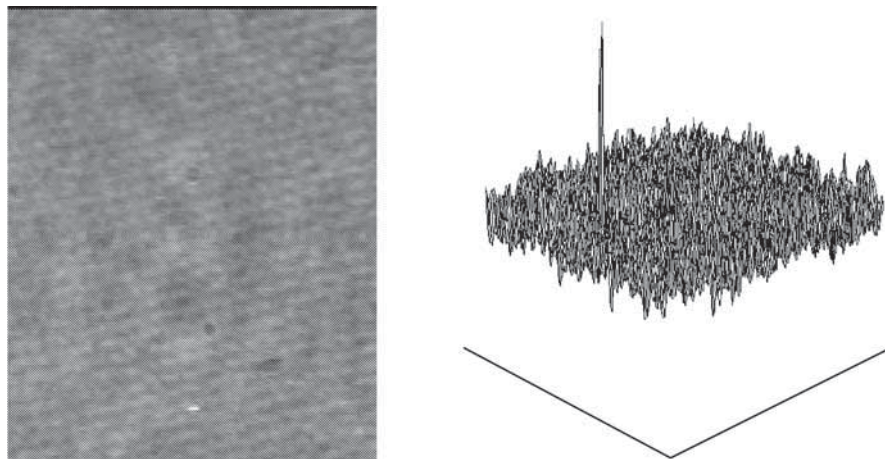


Figura 4.14: Pla de correlació i representació tridimensional. Detecció del satèl·lit inferior.

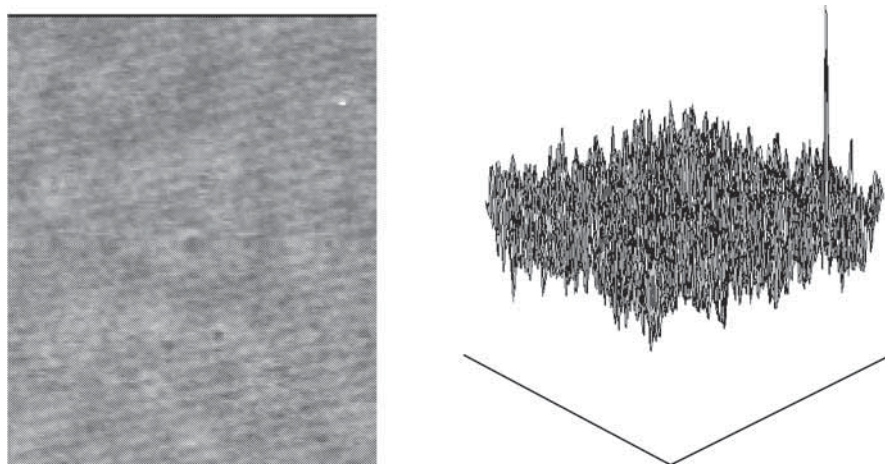


Figura 4.15: Pla de correlació i representació tridimensional. Detecció del satèl·lit superior dret.

En les imatges dels respectius plans de correlació s'observen els corresponents pics de detecció però cal destacar que el valor mitjà del nivell de gris del fons és aproximadament la meitat que els valors dels pics de detecció. Per tenir un pla de sortida on

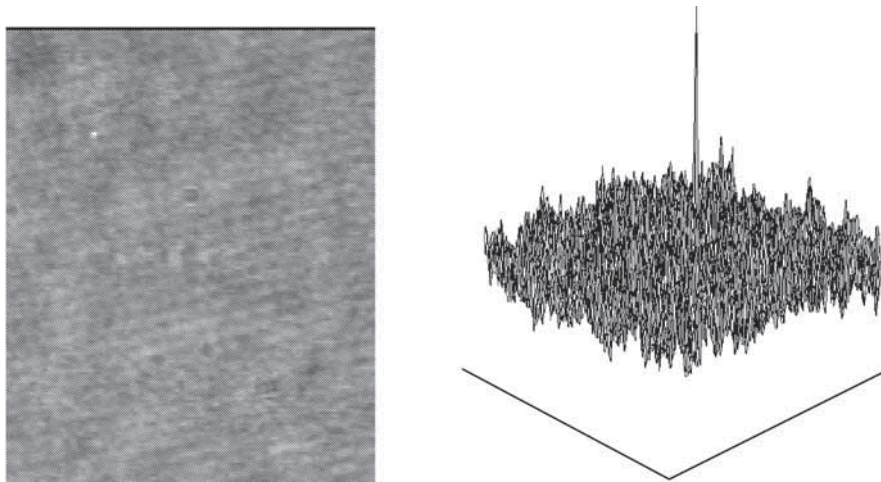


Figura 4.16: Pla de correlació i representació tridimensional. Detecció del satèl·lit superior esquerre.

la detecció quedi més clarament localitzada podem eliminar aquest fons mitjançant la utilització d'una LUT de sortida adient, és a dir binaritzant el pla de correlació amb un llindar prou alt perquè només quedi el pic de detecció. Aquest procediment és el que s'ha seguit i els plans de correlació sense fons són els que es poden veure en les Figures 4.17, 4.18 i 4.19.

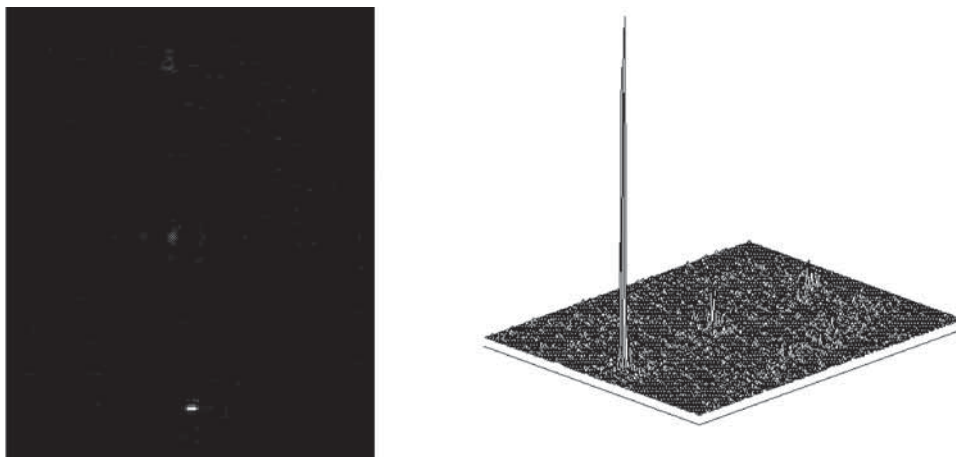


Figura 4.17: Pla de correlació i representació tridimensional amb el fons eliminat. Detecció del satèl·lit inferior.

Si comparem aquests resultats amb els assolits mitjançant el mètode de l'espectre de potències de quatre nivells de gris, observem que són semblants pel fet d'obtenir pics de detecció únics i en eix, i aconseguir la desaparició del terme central d'un JTC convencional. Les millores que introdueixen les pantalles VGA són la capacitat de

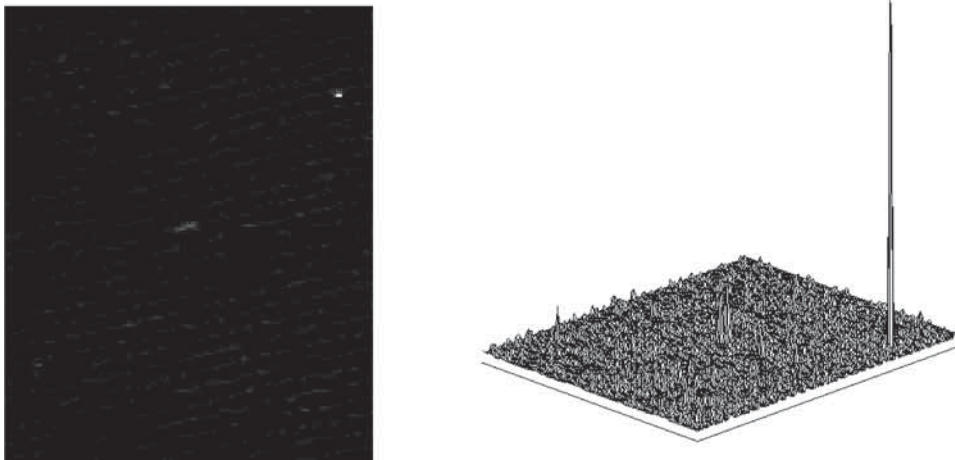


Figura 4.18: Pla de correlació i representació tridimensional amb el fons eliminat. Detecció del satèl·lit superior dret.

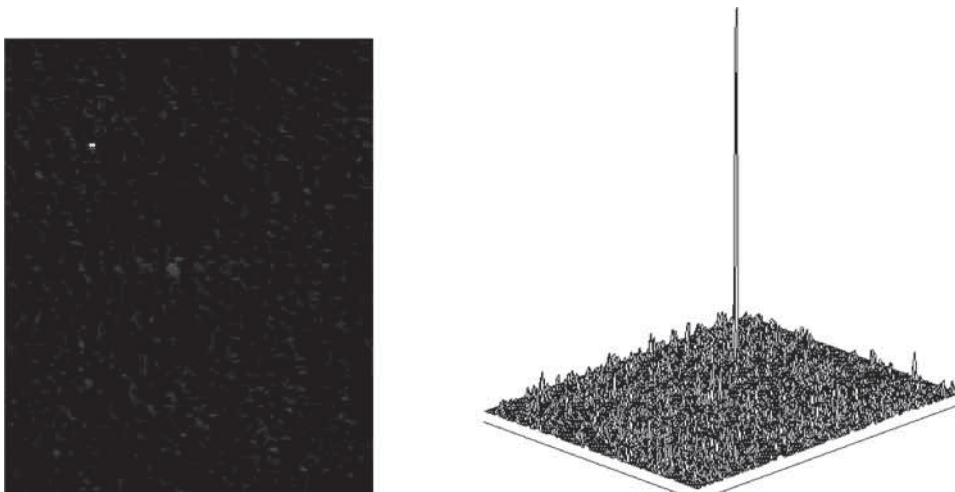


Figura 4.19: Pla de correlació i representació tridimensional, amb el fons eliminat. Detecció del satèl·lit superior esquerre.

treballar amb imatges més grans, degut a la seva resolució (640x480 píxels), així com el control píxel a píxel de la imatge original a la visualitzada en la LCD. Referent a aquest darrer avantatge cal recordar que amb les pantalles CGA només s'aconseguia un bon control de les files mentre que amb les columnes la situació era més crítica i podien aparèixer nivells de gris no desitjats, tot i fent un preprocessat en les imatges abans d'enviar-les a les LCDs, tal i com s'ha explicat en la Secció 3.1.3.

Pel que fa al nou mètode també hi ha millores com la reducció del nombre d'espectres de potència que es necessiten. Abans, amb el procediment dels quatre nivells, calia

captar cinc espectres, ara aquest número s'ha reduït a tres. També cal destacar que la corba operativa que es necessita per visualitzar la distribució d'intensitats és menys restrictiva perquè només requereix dos nivells de gris amb unes condicions adients en lloc dels quatre d'abans.

No cal oblidar el principal desavantatge del mètode, la necessitat de fer un muntatge interferomètric per eliminar un dels dos pics de correlació generats per l'espectre binari creat.

