



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 2

Pantalles de cristall líquid.

Funcionament i modes d'operació

Els moduladors espacials de llum són dispositius capaços de modificar l'amplitud, la fase o la polarització d'un feix de llum que els travessi o s'hi reflecteixi. Hi ha una gran varietat de SLMs [NAL90] i es poden classificar segons diferents aspectes com per exemple els materials emprats en fabricar-los, el seu funcionament, els efectes en la modulació de la llum, la manera de controlar-los, etc.

Possiblement els més utilitzats en muntatges òptics són els que es basen en les propietats dels cristalls líquids, entre els quals podem destacar-ne dos grans grups: les vàlvules de cristall líquid i les pantalles de cristall líquid. La principal diferència entre aquests dos tipus de dispositius és la manera de controlar-los: mentre que les vàlvules són controlades òpticament les pantalles ho són elèctricament.

Històricament, el primer dispositiu d'aquesta mena que es va utilitzar va ser una LCLV en un correlador de VanderLugt [Gar77]. Posteriorment, i abans de la generalització en l'ús de LCDs, es va proposar la utilització de dispositius magnetoòptics per visualitzar les imatges en els muntatges de correlació òptica [PPV84, YL84]. Com a alternativa més econòmica a aquests moduladors van aparèixer les LCDs, l'ús de les quals s'ha estès ràpidament en el camp del processat d'imatges degut a la facilitat d'obtenció i pel seu baix preu. Les primeres pantalles emprades foren extretes de televisors de butxaca i per això rebien el nom genèric de televisors de cristall líquid o LCTV [LDL85, Gre86, YJLG87, OO93]. Amb l'aparició dels videoprojectors comercials, aquests aparells han esdevingut una font generalitzada d'obtenció de LCDs per a muntatge òptic [KGDS98, SSG98] tot i que tenen aquests moduladors tenen unes certes limitacions. Avui en dia tenim al nostre abast uns dispositius de cristall líquid construïts amb la intenció de ser utilitzats en processadors òptics, són pantalles amb

píxels força petits i amb velocitats de mostreig de l'ordre de 1000 imatges per segon [SSS⁺95] o superiors [LL00]. No obstant això, la manera més barata i senzilla d'aconseguir LCDs continua essent extreure-les de qualsevol videoprojector comercial.

En aquest capítol fem un estudi general de les LCDs presentant els models teòrics que descriuen el comportament d'aquestes pantalles així com algunes modificacions que s'han fet per explicar fenòmens anòmals en la modulació de la llum.

2.1 Introducció a les pantalles de cristall líquid

El cristall líquid és un estat de la matèria a mig camí entre el sòlid i el líquid. Un material que es troba en aquest estat presenta una sèrie de propietats entre les quals destaca una ordenació de les molècules que el formen, com en el cas dels sòlids, així com un cert grau de fluïdesa, característic dels líquids.

Els cristalls líquids més habituals són els termotròpics, és a dir els que s'han format com a pas intermedi entre la transició d'un sòlid a un líquid mitjançant un procés tèrmic. Els materials que presenten aquest estat poden estar en fases diferents, que es caracteritzen pel tipus d'ordenació molecular que presenten [OPPS90]:

Nemàtics els eixos directors de les molècules estan paral·lels però els centres estan disposats aleatòriament, és a dir, hi ha un ordre preferencial però les posicions relatives no estan predeterminades. Aquest tipus de cristall líquid és el més utilitzat comercialment degut a la seva menor viscositat, que és la responsable directa de la lentitud en el temps de resposta.

Colestèrics presenten una ordenació molecular en una direcció com els nemàtics però les molècules són òpticament actives, el que fa que presentin una estructura helicoidal espontània amb un gran poder rotatori de la llum. Les molècules s'orienten en direccions diferents segons les capes amb la qual cosa el vector director gira de capa en capa. La principal aplicació d'aquest tipus de cristalls és la de pantalles de termòmetres.

Esmèctics presenten una ordenació orientacional i posicional, les molècules s'agrupen en capes ordenades entre elles. Mentre que la fase nemàtica i la colestèrica és única, es coneixen fins a deu fases diferents de tipus esmèctic. El cristall líquid pot canviar de fase esmèctica en canviar la temperatura. Degut a la seva viscositat les aplicacions proposades han estat escasses fins l'aparició dels

cristalls líquids ferroelèctrics (FLC¹). Els FLCs són cristalls esmèctics de tipus C (*SmC**) amb un centre òpticament actiu que fa que presentin una estructura helicoïdal semblant a la dels colestèrics. La seva principal característica és la ferroelectricitat que es presenta com una polarització espontània en diferents dominis. Tecnològicament el fenomen més important és que presenten un comportament biestable de l'esmentada polarització amb un temps de commutació entre estats molt petit, inferior al dels cristalls nemàtics.

La fase nemàtica es troba més propera a l'estat líquid mentre que l'esmèctica és la més pròxima als sòlids.

Les pantalles de cristall líquid que hem utilitzat en els muntatges òptics són del tipus nemàtic, per tant per estudiar el seu funcionament caldrà analitzar els models que expliquen el comportament d'aquests dispositius.

2.1.1 Cristalls líquids nemàtics

Els moduladors que utilitzarem en els muntatges són cel·les de cristall líquid del tipus nemàtic amb gir (TNLC²). Estan formats per aquest material confinat entre dues làmines paral·leles de vidre i les molècules tenen els eixos rotats de capa en capa de tal manera que l'angle que hi ha entre les de les cares exteriors és d'uns 90°. Òpticament, són materials anisòtrops uniaxials, és a dir que presenten dos índexs de refracció, l'extraordinari (n_e) i l'ordinari (n_o). Aquest fet es tradueix en un comportament característic en termes de la polarització de la llum, tal i com s'explica en l'Apèndix B.

2.1.2 Representació matemàtica d'una pantalla de cristall líquid nemàtic

Generalment per estudiar el comportament de les pantalles de cristall líquid s'utilitzen les matrius de Jones, amb les quals es pot analitzar l'estat de polarització de sortida de la llum que travessa una d'aquestes pantalles, a partir de qualsevol estat de polarització d'entrada. La representació matemàtica que s'analitzarà a continuació està basada en la descripció de la matriu de Jones d'una cel·la TNLC sense voltatge aplicat desenvolupada per Yariv i Yeh [YY84], i la modificació proposada per Lu i Saleh [LS90] per modelitzar la cel·la amb voltatge aplicat.

¹Ferroelectric Liquid Crystal

²Twisted Nematic Liquid Crystal

Cel·la TNLC sense voltatge aplicat

Una primera suposició per estudiar una cel·la de cristall líquid és la de considerar que totes les molècules estan orientades paral·lelament a un mateix eix. En aquest cas, tindríem un dispositiu que actuaria com un retardador d'ona, és a dir, que introduiria un determinat desfasament. Si utilitzem les matrius de Jones (Taula B.2), podem representar aquesta cel·la amb la següent matriu:

$$M_{\parallel} = \begin{pmatrix} e^{-i\frac{2\pi}{\lambda}n_e d} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{2\pi}{\lambda}n_o d} \end{pmatrix} = e^{-i\phi} \begin{pmatrix} e^{-i\Gamma/2} & 0 \\ 0 & e^{i\Gamma/2} \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

$$\phi = \frac{\pi}{\lambda}(n_e + n_o)d \quad \Gamma = \frac{2\pi}{\lambda}(n_e - n_o)d \quad (2.2)$$

on Γ és el desfasament introduït entre les dues components degut a la naturalesa anisotròpica del cristall líquid. En l'Apèndix B s'analitzen aquests tipus de materials i el seu comportament en relació als camps electromagnètics.

En una cel·la del tipus TNLC, les molècules no estan totes orientades paral·lelament a un eix comú, sinó que giren des d'un eix a la cara d'entrada a un eix a la sortida, tal i com es pot veure en l'esquema de la Figura 2.1. El fet de l'existència d'aquest gir fa que aquest material rebi el nom de *twisted*. Les orientacions a l'entrada i a la sortida de la cel·la reben el nom de vectors directores moleculars, i els angles que formen amb l'eix vertical són Ψ_E i Ψ_S , respectivament. També podem definir l'angle que hi ha entre ambdós com l'angle de gir total α .

$$\alpha = \Psi_S - \Psi_E \quad (2.3)$$

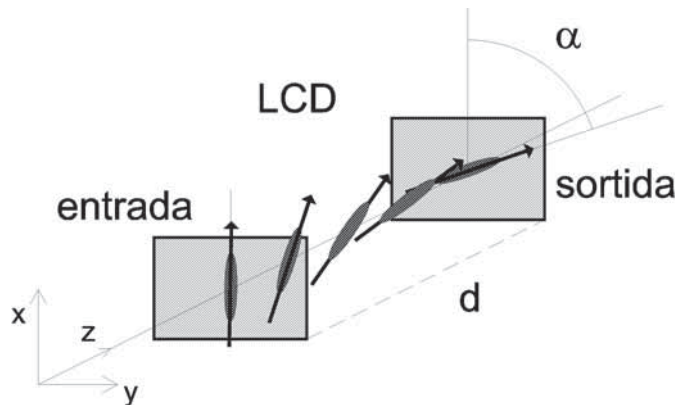


Figura 2.1: Esquema del gir de les molècules en una LCD

Per fer un primer estudi del comportament de les pantalles de cristall líquid suposarem que a la cara d'entrada les molècules estan orientades paral·leles a l'eix vertical ($\Psi_E = 0$). Cal dir que l'orientació dels eixos que utilitzarem és la que es pot veure en la Figura 2.1, on la vertical correspon a l'eix x .

Si considerem la cel·la constituïda per N làmines de cristall líquid podem fer la suposició que cadascuna introdueix una fracció del desfasament total ($\frac{\Gamma}{N}$) i que l'eix òptic de cadascuna té una orientació $\frac{m\alpha}{N}$, on m és creixent fins a N . Així doncs cadascuna d'aquestes N làmines pot ser representada per una matriu de Jones semblant a la de l'Equació 2.1:

$$M_{1l} = e^{-i\frac{\phi}{N}} \begin{pmatrix} e^{-i\frac{\Gamma}{2N}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\Gamma}{2N}} \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

Per obtenir la matriu final de tota la cel·la ens cal multiplicar cadascuna de les matrius corresponents a cada làmina. Cal tenir en compte que el producte ha d'estar referenciat a un mateix sistema de coordenades i per tant cal fer-hi una transformació de rotació. La matriu corresponent a aquest canvi de coordenades és la de l'Equació B.16 i la transformació que cal realitzar és la que es mostra en l'Equació B.19. D'aquesta manera la matriu resultant serà:

$$M_{Nl} = \prod_{m=N}^1 R\left(-m\frac{\alpha}{N}\right) M_{1l} R\left(m\frac{\alpha}{N}\right) \quad (2.5)$$

Utilitzant la propietat de les matrius de rotació (Equació B.17), aquest producte es pot reescriure com:

$$M_{Nl} = R(-\alpha) \left[M_{1l} R\left(\frac{\alpha}{N}\right) \right]^N \quad (2.6)$$

on s'ha tingut en compte que:

$$R\left(m\frac{\alpha}{N}\right) R\left(-(m-1)\frac{\alpha}{N}\right) = R\left(\frac{\alpha}{N}\right) \quad (2.7)$$

Podem reescriure l'Equació 2.6 matricialment, mantenint la matriu de rotació que hi apareix.

$$M_{Nl} = e^{-i\phi} R(-\alpha) \begin{pmatrix} e^{-i\frac{\Gamma}{2N}} \cos\left(\frac{\alpha}{N}\right) & e^{-i\frac{\Gamma}{2N}} \sin\left(\frac{\alpha}{N}\right) \\ e^{i\frac{\Gamma}{2N}} \sin\left(\frac{\alpha}{N}\right) & e^{i\frac{\Gamma}{2N}} \cos\left(\frac{\alpha}{N}\right) \end{pmatrix}^N \quad (2.8)$$

Per simplificar aquesta darrera equació podem utilitzar la identitat de Chebyshev [BW99], que converteix una matriu elevada a una potència n en una nova matriu senzilla:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}^n = \begin{pmatrix} \frac{A \sin(nK) - \sin[(n-1)K]}{\sin K} & \frac{B \sin(nK)}{\sin K} \\ \frac{C \sin(nK)}{\sin K} & \frac{D \sin(nK) - \sin[(n-1)K]}{\sin K} \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

on

$$K = \arccos\left(\frac{A+D}{2}\right) \quad (2.10)$$

Mitjançant aquesta identitat i fent el límit per a N tendent a infinit, podem escriure la matriu de Jones d'una pantalla del tipus TNLC com:

$$M_{TNLC} = (M_{NI})_{N \rightarrow \infty} = e^{-i\phi} R(-\alpha) \begin{pmatrix} \cos \gamma - i \frac{\beta}{\gamma} \sin \gamma & \frac{\alpha}{\gamma} \sin \gamma \\ -\frac{\alpha}{\gamma} \sin \gamma & \cos \gamma + i \frac{\beta}{\gamma} \sin \gamma \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

on β és la birefringència de la cel·la, i γ és un paràmetre que inclou aquesta birefringència a més de l'angle de gir total. Les expressions d'aquests factors són:

$$\beta = \frac{\pi}{\lambda}(n_e - n_o)d \quad \gamma^2 = \alpha^2 + \beta^2 \quad (2.12)$$

La matriu de l'Equació 2.11 és el producte d'un factor de fase, una matriu de rotació, i una última matriu que depèn dels tres paràmetres (α , β i γ) i que podem escriure com:

$$N(\alpha, \beta, \gamma) = \begin{pmatrix} \cos \gamma - i \frac{\beta}{\gamma} \sin \gamma & \frac{\alpha}{\gamma} \sin \gamma \\ -\frac{\alpha}{\gamma} \sin \gamma & \cos \gamma + i \frac{\beta}{\gamma} \sin \gamma \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

i d'aquesta manera la matriu final queda expressada com el producte següent:

$$M_{TNLC} = e^{-i\phi} R(-\alpha) N(\alpha, \beta, \gamma) \quad (2.14)$$

Cel·la TNLC amb voltatge aplicat

Quan s'aplica un camp elèctric en la direcció de l'eix z , les molècules s'inclinen un cert angle θ (*tilt angle*) tendint a alinear-se en la direcció del camp. Aquesta inclinació depèn del voltatge aplicat de la manera següent [GP93]:

$$\theta = \begin{cases} 0 & V \leq V_l \\ \frac{\pi}{2} - 2 \arctan \left[e^{-\left(\frac{V-V_l}{V_o}\right)} \right] & V > V_l \end{cases} \quad (2.15)$$

on V_l és un valor llindar del voltatge per sota del qual no hi ha aquests efectes d'inclinació de les molècules, i V_o és l'anomenat voltatge d'excés.

L'efecte principal de l'aplicació del voltatge en els fenòmens de polarització que hem estat analitzant fins ara, és la introducció d'un índex de refracció extraordinari que depèn de l'angle θ :

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\cos^2 \theta}{n_e^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_o^2} \quad (2.16)$$

Aquesta darrera expressió és la de l'Equació B.23 amb un valor de l'angle θ igual $\eta - \pi/2$.

L'aparició d'aquest nou índex variable fa que una sèrie de paràmetres que havíem definit anteriorment siguin ara dependents del voltatge mitjançant l'angle de tilt θ :

$$\begin{aligned}\phi(\theta) &= \frac{\pi d}{\lambda}(n_e(\theta) + n_o) \\ \beta(\theta) &= \frac{\Gamma(\theta)}{2} = \frac{\pi d}{\lambda}(n_e(\theta) - n_o) \\ \gamma(\theta) &= \sqrt{\alpha^2 + \beta^2(\theta)}\end{aligned}\tag{2.17}$$

Si seguim el model proposat per Lu i Saleh [LS90], considerarem aquest angle com a constant al llarg del gruix de la cel·la, i caldrà canviar els nous paràmetres variables en l'expressió de la matriu de Jones (Equació 2.11), amb la qual cosa la matriu dependrà del voltatge.

Si el valor del voltatge aplicat es troba per sota del valor llindar, les molècules no tindran cap mena d'inclinació, i per tant els vectors directors estaran inclosos en plans perpendiculars a l'eix de transmissió. A mesura que augmenta el voltatge, l'angle d'inclinació augmenta i l'índex $n_e(\theta)$ disminueix prenent valors propers a n_o , tal i com es pot deduir de l'Equació 2.16. Aquesta disminució fa que el desfasament Γ també es redueixi fins arribar a ser nul quan $\theta = \frac{\pi}{2}$, és a dir per a valors elevats.

2.1.3 Règims especials de les pantalles de cristall líquid TNLC

La primera situació que es pot analitzar és l'**aproximació adiabàtica**, que es produeix quan la birefringència β és molt més gran que l'angle de gir α , el que comporta que $\gamma \approx \beta$, i per tant la matriu de Jones en aquestes condicions quedi reduïda a:

$$(M_{TNLC})_{adiab} = e^{-i\phi} R(-\alpha) \begin{pmatrix} e^{-i\beta} & 0 \\ 0 & e^{i\beta} \end{pmatrix}\tag{2.18}$$

o sigui, que el comportament de la cel·la és el d'un retardador d'ona, que introdueix un desfasament $\Gamma = 2\beta$, a més d'introduir una rotació α . Aquesta aproximació adiabàtica es pot utilitzar quan la pantalla té un gruix gran en comparació amb la longitud d'ona de la llum emprada. En les primeres LCDs aquesta situació era la més corrent, però amb els dispositius actuals s'ha observat que aquest comportament ja no es produeix degut a la disminució en el gruix dels moduladors.

Un altre cas interessant, que no depèn directament de la geometria dels moduladors, són els **punts localment adiabàtics** que són aquelles situacions on $\gamma = n\pi$. Per aconseguir que aquest paràmetre assoleixi uns valors determinats només podem variar la birefringència, ja sigui mitjançant l'aplicació de voltatge o bé utilitzant llum de diferents longituds d'ona. En aquestes condicions, la matriu de Jones del sistema es pot

reescriure de la següent manera:

$$(M_{TNLC})_{locadiab} = e^{-i\phi} R(-\alpha)(-1)^n \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = e^{-i\phi} R(-\alpha)(-1)^n I \quad (2.19)$$

on I és la matriu identitat.

En aquesta situació l'únic efecte de la cel·la és el de rotar la polarització un angle equivalent a l'angle de gir total de les molècules que la componen.

Finalment, un tercer règim especial que cal tenir en compte és el que es produeix quan s'apliquen a la cel·la voltatges elevats, que poden arribar a anular el valor de la birefringència ($\beta = 0$). En aquest cas la matriu definida per l'Equació 2.13 queda reduïda a una matriu de rotació:

$$N(\alpha, \beta = 0, \gamma) = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} = R(\alpha) \quad (2.20)$$

i per tant la matriu de Jones del sistema es transforma en un factor de fase multipliant a la matriu identitat:

$$(M_{TNLC})_{\beta=0} = e^{-i\phi} R(-\alpha)R(\alpha) = e^{-i\phi} I \quad (2.21)$$

Així doncs, quan el voltatge aplicat a la cel·la és prou alt, aquesta es comporta com un medi que no canvia la polarització de la llum que el travessa.

2.1.4 Cel·la TNLC entre dos polaritzadors

Un cop coneguda la matriu de Jones d'una cel·la del tipus TNLC (Equació 2.11), cal que analitzem l'efecte de col·locar-la entre dos polaritzadors. Anomenarem polaritzador al d'entrada mentre que el de sortida rebrà el nom d'analitzador. En la Figura 2.2 es mostra un esquema d'aquesta configuració on es considera que el vector director molecular d'entrada és paral·lel a l'eix vertical ($\Psi_E = 0$).

Tenint en compte les Equacions de l'Apèndix B, l'estat de polarització de la llum en travessar el polaritzador formant un angle Ψ_1 amb la vertical ve determinat pel següent vector de Jones:

$$J_1 = R(-\Psi_1)E_E \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

on E_E és el valor de de l'amplitud de la llum d'entrada. El mòdul al quadrat d'aquesta amplitud correspondrà a la intensitat d'aquesta llum.

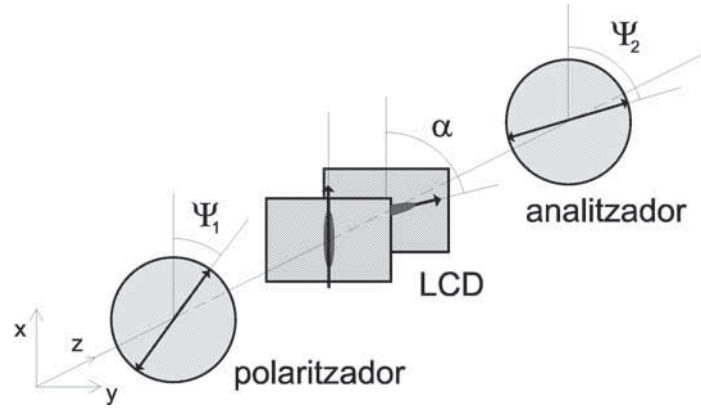


Figura 2.2: LCD col·locada entre polaritzador i analitzador

Aquest feix de llum travessarà la pantalla i el segon polaritzador, per tant a la sortida el seu estat de polarització vindrà determinat per:

$$J_s = M_A M_{TNLC} J_1 \quad (2.23)$$

on M_A és l'estat de polarització de l'analitzador, que podem escriure com una matriu de Jones d'un polaritzador lineal vertical respecte un eix que forma un angle Ψ_2 respecte la vertical:

$$M_A = R(-\Psi_2) P_x R(\Psi_2) \quad (2.24)$$

D'aquesta manera el vector de Jones de sortida quedarà definit per:

$$J_s = R(-\Psi_2) P_x R(\Psi_2) e^{-i\phi} R(-\alpha) N(\alpha, \beta, \gamma) \begin{pmatrix} \cos \Psi_1 \\ \sin \Psi_1 \end{pmatrix} E_E \quad (2.25)$$

Aquest vector ha de representar una ona polaritzada linealment segons l'eix de transmissió de l'analitzador

$$J_s = e^{-i\phi} R(-\Psi_2) \begin{pmatrix} E_S^x \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

on E_S^x és la component vertical de l'amplitud de la llum de sortida.

Combinant les dues equacions precedents, podem trobar l'expressió següent per a la component E_S^x :

$$E_S^x = \left[\cos \gamma \cos(\Psi_1 - \Psi_2 + \alpha) + \frac{\alpha}{\gamma} \sin \gamma \sin(\Psi_1 - \Psi_2 + \alpha) - i \frac{\beta}{\gamma} \sin \gamma \cos(\Psi_1 + \Psi_2 - \alpha) \right] E_E \quad (2.27)$$

Així doncs, la transmissió del sistema definida com $T = \frac{I_s}{I_E} = \frac{|E_S^x|^2}{E_E^2}$, serà:

$$T_{\Psi_1, \Psi_2} = \left[\cos \gamma \cos(\Psi_1 - \Psi_2 + \alpha) + \frac{\alpha}{\gamma} \sin \gamma \sin(\Psi_1 - \Psi_2 + \alpha) \right]^2 + \left[\frac{\beta}{\gamma} \sin \gamma \cos(\Psi_1 + \Psi_2 - \alpha) \right]^2 \quad (2.28)$$

I el desfasament, definit com $\delta = \beta - \arg(E_S^x)$, serà:

$$\delta_{\Psi_1, \Psi_2} = \beta - \arctan \left(\frac{-\frac{\beta}{\gamma} \cos(\Psi_1 + \Psi_2 + \alpha)}{\cos \gamma \cos(\Psi_1 - \Psi_2 + \alpha) + \frac{\alpha}{\gamma} \sin \gamma \sin(\Psi_1 - \Psi_2 + \alpha)} \right) \quad (2.29)$$

2.1.5 Vector director d'entrada de les molècules d'una cel·la TNLC diferent de zero

Generalment l'orientació de les molècules en la cara d'entrada de les pantalles no és la que hem suposat. El vector director forma un determinat angle Ψ_E amb l'eix vertical tal i com es mostra en la Figura 2.3.

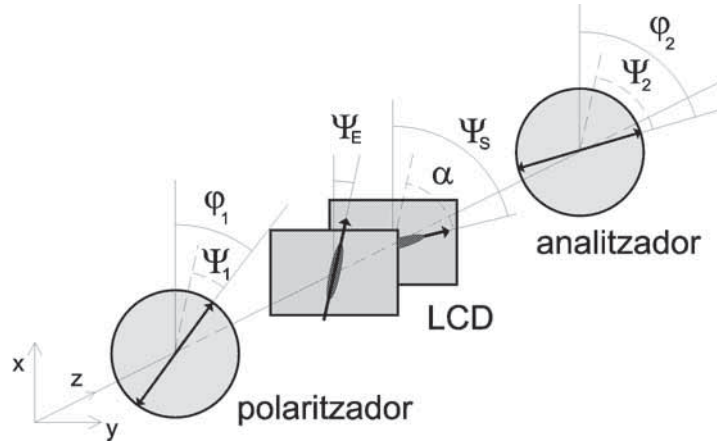


Figura 2.3: LCD col·locada entre polaritzador i analitzador. Vector director d'entrada diferent de zero.

Aquesta orientació cal tenir-la en compte en substituir els valors dels polaritzadors en les equacions corresponents, ja que l'orientació ve donada respecte la vertical del laboratori i no respecte l'eix molecular d'entrada de les pantalles. Si volem emprar les lectures directes dels polaritzadors, podem realitzar la substitució següent:

$$\Psi_i = \varphi_i - \Psi_E \quad i = 1, 2 \quad (2.30)$$

D'aquesta manera l'equació de transmissió (Equació 2.28) quedarà modificada:

$$T_{\varphi_1, \varphi_2} = \left[\cos \gamma \cos(\varphi_1 - \varphi_2 + \alpha) + \frac{\alpha}{\gamma} \sin \gamma \sin(\varphi_1 - \varphi_2 + \alpha) \right]^2 + \left[\frac{\beta}{\gamma} \sin \gamma \cos(\varphi_1 + \varphi_2 - 2\Psi_E - \alpha) \right]^2 \quad (2.31)$$

mentre que la del desfasament (Equació 2.29) quedarà:

$$\delta_{\varphi_1, \varphi_2} = \beta - \arctan \left(\frac{-\frac{\beta}{\gamma} \cos(\varphi_1 + \varphi_2 - 2\Psi_E + \alpha)}{\cos \gamma \cos(\varphi_1 - \varphi_2 + \alpha) + \frac{\alpha}{\gamma} \sin \gamma \sin(\varphi_1 - \varphi_2 + \alpha)} \right) \quad (2.32)$$

Una altra possibilitat és la de fer una rotació a la matriu de Jones de la cel·la que havíem calculat anteriorment. L'angle de rotació és el corresponent al vector molecular d'entrada, Ψ_E .

$$M_{TNLC}^E = R(-\Psi_E)M_{TNLC}R(\Psi_E) \quad (2.33)$$

Si fem aquesta transformació l'expressió de l'Equació 2.11 quedarà modificada però podem simplificar-ne l'escriptura utilitzant quatre paràmetres (f, g, j, h) [YE95a]:

$$\mathcal{M}_{TNLC} = c e^{-i\phi} \begin{pmatrix} f - ig & -h - ij \\ h - ij & f + ig \end{pmatrix} \quad (2.34)$$

on c representa les pèrdues en la intensitat que abans no s'havien tingut en compte i aquests quatre paràmetres es defineixen de la manera següent:

$$\begin{aligned} f &= \frac{\alpha}{\gamma} \sin \gamma \sin \alpha + \cos \gamma \cos \alpha \\ g &= \frac{\beta}{\gamma} \sin \gamma \cos(\alpha + 2\Psi_E) \\ h &= -\frac{\alpha}{\gamma} \sin \gamma \cos \alpha + \cos \gamma \sin \alpha \\ j &= \frac{\beta}{\gamma} \sin \gamma \sin(\alpha + 2\Psi_E) \end{aligned} \quad (2.35)$$

Cal destacar-ne les següents propietats:

$$f^2 + g^2 + h^2 + j^2 = 1 \quad (2.36)$$

$$\det(\mathcal{M}_{TNLC}) = c^2 \quad (2.37)$$

Si en lloc de prendre la matriu de Jones definida per l'Equació 2.11, utilitzem la definició amb els quatre paràmetres (f, g, h, j) , on a més es tenen en compte les pèrdues, les expressions de la transmissió i el desfament s'escriuen de la forma següent:

$$T_{\varphi_1, \varphi_2} = c^2 [(f \cos(\varphi_2 - \varphi_1) + h \sin(\varphi_2 - \varphi_1))^2 + (g \cos(\varphi_2 + \varphi_1) + j \sin(\varphi_2 + \varphi_1))^2] \quad (2.38)$$

$$\delta_{\varphi_1, \varphi_2} = \beta - \arctan \left(-\frac{g \cos(\varphi_2 + \varphi_1) + j \sin(\varphi_2 + \varphi_1)}{f \cos(\varphi_2 - \varphi_1) + h \sin(\varphi_2 - \varphi_1)} \right) \quad (2.39)$$

2.1.6 Introducció de la zona de no gir en una cel·la TNLC

Els models presentats fins ara reproduïen teòricament el comportament experimental d'algunes pantalles però en molts dispositius s'observa que les condicions de polarització calculades no donen els resultats esperats. Recentment, s'ha proposat una modificació que es basa en la suposició de l'existència, en la cel·la de cristall

líquid, d'una zona, tant en la cara d'entrada com en la de sortida, que no fa girar les molècules [CZGM96]. Per simplificar el model suposem el mateix gruix en ambdues cares de la LCD. Aquest zona de no gir només introdueix un desfasament τ que es pot caracteritzar per la matriu següent:

$$W(\tau) = \begin{pmatrix} e^{-i\frac{\tau}{2}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\tau}{2}} \end{pmatrix} \quad (2.40)$$

Tenint en compte aquest efecte, la matriu de Jones de l'Equació 2.14 queda modificada de la manera següent:

$$M_{TNLC}^{\tau} = e^{-i\phi} R(-\alpha) W(\tau) N(\alpha, \beta, \gamma) W(\tau) \quad (2.41)$$

on $N(\alpha, \beta, \gamma)$ és la matriu definida en l'Equació 2.13.

D'aquesta manera, podem definir una nova matriu $N'(\alpha, \beta, \gamma, \tau)$, que inclogui l'efecte del desfasament τ :

$$N'(\alpha, \beta, \gamma, \tau) = \begin{pmatrix} e^{-i\tau} \left(\cos \gamma - i \frac{\beta}{\gamma} \sin \gamma \right) & \frac{\alpha}{\gamma} \sin \gamma \\ -\frac{\alpha}{\gamma} \sin \gamma & e^{i\tau} \left(\cos \gamma + i \frac{\beta}{\gamma} \sin \gamma \right) \end{pmatrix} \quad (2.42)$$

i per tant rescriure l'Equació 2.41:

$$M_{TNLC}^{\tau} = e^{-i\phi} R(-\alpha) N'(\alpha, \beta, \gamma, \tau) \quad (2.43)$$

Fins ara hem fet servir el model que considera l'orientació de les molècules d'entrada paral·lela a la vertical ja que com hem vist anteriorment només cal canviar de referència les posicions dels polaritzadors per analitzar el comportament de la pantalla. Tanmateix, també podem escriure la matriu tenint en compte l'angle que en realitat forma el vector director molecular d'entrada, seguint el model de Yamauchi i Eiju [YE95a], descrit anteriorment.

Prenent com a vàlida la suposició de Coy et al., podem modificar la matriu de Jones definida a l'Equació 2.34. De fet l'estructura de la matriu és la mateixa i només canvien les expressions dels quatre paràmetres que ara anomenarem (f', g', h', j') .

$$\begin{aligned} f' &= \frac{\alpha}{\gamma} \sin \gamma \sin \alpha + \cos \alpha \left(\cos \gamma \cos \tau - \frac{\beta}{\gamma} \sin \gamma \sin \tau \right) \\ g' &= \cos(\alpha + 2\Psi_E) \left(\cos \gamma \sin \tau + \frac{\beta}{\gamma} \sin \gamma \cos \tau \right) \\ h' &= -\frac{\alpha}{\gamma} \sin \gamma \cos \alpha + \sin \alpha \left(\cos \gamma \cos \tau - \frac{\beta}{\gamma} \sin \gamma \sin \tau \right) \\ j' &= \sin(\alpha + 2\Psi_E) \left(\cos \gamma \sin \tau + \frac{\beta}{\gamma} \sin \gamma \cos \tau \right) \end{aligned} \quad (2.44)$$

D'aquesta manera la nova matriu de Jones s'escriu:

$$\mathcal{M}_{TNLC}^T = c e^{-i\phi} \begin{pmatrix} f' - ig' & -h' - ij' \\ h' - ij' & f' + ig' \end{pmatrix} \quad (2.45)$$

Aquesta nova matriu compleix les propietats definides en les equacions 2.36 i 2.37. Pel que fa a la transmitància i al desfasament, col·locant la cel·la entre polaritzadors només caldrà substituir els nous paràmetres en les Equacions 2.38 i 2.39:

$$T'_{\varphi_1, \varphi_2} = c^2 [(f' \cos(\varphi_2 - \varphi_1) + h' \sin(\varphi_2 - \varphi_1))^2 + (g' \cos(\varphi_2 + \varphi_1) + j' \sin(\varphi_2 + \varphi_1))^2] \quad (2.46)$$

$$\delta'_{\varphi_1, \varphi_2} = \beta - \arctan \left(-\frac{g' \cos(\varphi_2 + \varphi_1) + j' \sin(\varphi_2 + \varphi_1)}{f' \cos(\varphi_2 - \varphi_1) + h' \sin(\varphi_2 - \varphi_1)} \right) \quad (2.47)$$

2.1.7 Determinació dels paràmetres característics d'una cel·la TNLC

Tal i com s'ha esmentat anteriorment, hi ha una sèrie de paràmetres que caracteritzen una cel·la del tipus TNLC. Els dos primers són els angles dels vectors directors de les molècules en la cara d'entrada i la de sortida de la pantalla, que hem anomenat Ψ_E i Ψ_S , respectivament. Aquest parell de valors ens informen de l'orientació de les molècules en aquestes dues cares de la cel·la, i a més la seva diferència ens dona l'angle de gir total, α , que és un altre dels paràmetres a determinar. Finalment també es pot determinar el desfasament Γ que introdueix la cel·la degut a la seva birefringència β .

Els tres primers paràmetres només depenen de l'estructura de la cel·la mentre que el quart, el desfasament o la birefringència, varia amb el voltatge aplicat (Equació 2.17). Cal dir que la màxima birefringència (β_M) s'assoleix quan no hi ha voltatge aplicat. Hi ha diferents mètodes per determinar aquests paràmetres, però la majoria es basen en la mesura de transmitància en unes determinades condicions.

Per a les primeres LCDs que s'han utilitzat, les que tenen una resolució CGA³, s'ha seguit un mètode que es basa en mesurar la transmitància d'una pantalla sense voltatge aplicat quan els polaritzadors estan creuats i quan es troben paral·lels [SL94, SM94]. A partir de l'Equació 2.31, podem escriure la transmitància quan els polaritzadors estan paral·lels ($\varphi_1 = \varphi_2$). En aquest cas cal tenir en compte les pèrdues per tal que el model teòric s'ajusti a l'experimental:

$$T_{||} = c^2 \left[\left(\cos \gamma \cos \alpha + \frac{\alpha}{\gamma} \sin \gamma \sin \alpha \right)^2 + \left(\frac{\beta}{\gamma} \sin \gamma \cos(2\varphi_1 - 2\Psi_E - \alpha) \right)^2 \right] \quad (2.48)$$

³Color Graphics Adapter

De la mateixa manera, quan els polaritzadors estan perpendiculars ($\varphi_1 = \varphi_2 + \frac{\pi}{2}$)

$$T_{\perp} = c^2 \left[\left(\cos \gamma \sin \alpha + \frac{\alpha}{\gamma} \sin \gamma \cos \alpha \right)^2 + \left(\frac{\beta}{\gamma} \sin \gamma \sin(2\varphi_1 - 2\Psi_E - \alpha) \right)^2 \right] \quad (2.49)$$

Els paràmetres que volem determinar són el gir total (α), el vector director d'entrada (Ψ_E) i la birefringència (β) tot i que també caldrà trobar la constant que determina les pèrdues d'intensitat (c). Cal tenir en compte que el valor de la birefringència serà el màxim (β_M) ja que no hi va voltatge aplicat a la LCD.

Com es pot veure de les dues equacions anteriors, la transmitància té un comportament sinusoidal respecte la rotació dels polaritzadors. Podem trobar una posició per a la qual una de les equacions assolirà un valor màxim i una on aquesta mateixa expressió serà mínima. Per exemple, si col·loquem els polaritzadors creuats, l'Equació 2.49 arribarà a un mínim quan es compleixi la condició següent:

$$2\varphi_1 - 2\Psi_E - \alpha = k\pi \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.50)$$

Experimentalment es busca el primer valor de φ_1 que compleix l'esmentada condició i d'aquesta manera es troba una relació entre α i Ψ_E :

$$\Psi_E = \varphi_1^{\min} - \frac{\alpha}{2} \quad (2.51)$$

El problema es limita a un ajust de tres paràmetres que es redueixen a dos en fer el quocient de les dues transmitàncies (T_{\perp}/T_{\parallel}).

Aquest mètode té una sèrie d'ambigüitats degut a l'ajust que cal realitzar entre el quocient teòric i les dades experimentals obtingudes. De fet, hi ha parelles paràmetres α i β que s'ajusten correctament a grups de dades experimentals [DTDM99a]. Per resoldre aquestes indeterminacions, s'han proposat diferents procediments per calcular algun paràmetre i a partir del valor determinat seguir el mètode de Soutar et al.

El primer problema és el signe del paràmetre α , que es pot determinar realitzant una nova mesura de transmissió quan el modulador està apagat [SL94, SM94]. Es fixa la posició de l'analitzador paral·lela a l'eix del laboratori ($\varphi_2 = 0$) i es van adquirint valors de transmitància en girar el polaritzador. Aquests valors s'hauran d'ajustar a la següent expressió:

$$T_{\varphi_1,0} \propto \left[\cos \gamma \cos(\varphi_1 + \alpha) + \frac{\alpha}{\gamma} \sin \gamma \sin(\varphi_1 + \alpha) \right]^2 + \left[\frac{\beta}{\gamma} \sin \gamma \cos(\varphi_1 - 2\Psi_E - \alpha) \right]^2 \quad (2.52)$$

Aquesta transmitància té valors diferents si el signe de l'angle α canvia, i per tant ens pot servir per determinar aquesta incertesa.

Un altre mètode per determinar l'angle de gir total és el de trobar punts localment adiabàtics [GRS96, MBDF98], és a dir, situacions on $\gamma = n\pi$, i per tant on la matriu de Jones de la cel·la quedi reduïda a l'expressió de l'Equació 2.19. Per aconseguir que el paràmetre γ assoleixi aquests determinats valors cal modificar la birefringència mitjançant dues opcions, o bé variant el voltatge o bé utilitzant una llum amb una longitud d'ona diferent. En els punts localment adiabàtics, la llum polaritzada linealment que incideix sobre la pantalla només rep una rotació que és igual a l'angle de gir total. A més, en aquestes situacions, la transmissió quan els polaritzadors són paral·lels és constant i només depèn del paràmetre α [GRS96]:

$$(T_{\parallel})_{\gamma=n\pi} = \cos^2 \alpha \quad (2.53)$$

S'ha observat experimentalment que la variació del voltatge per tal d'obtenir uns valors de birefringència adients per aquesta situació localment adiabàtica, dóna resultats que no concorden amb allò esperat. Aquest comportament anòmal es degut al fet que el model teòric assumeix una sèrie de condicions que no es compleixen en determinats voltatges aplicats. Cal tenir en compte l'efecte de la zones properes a les cares de la cel·la que no tenen el mateix comportament que les molècules interiors.

Una altra indeterminació que se'ns presenta és l'angle del vector director molecular d'entrada (Ψ_E). Amb l'experiment realitzat en col·locar paral·lelament i perpendicularment els dos polaritzadors s'aconsegueix un resultat per aquest paràmetre que pot variar en $\frac{\pi}{2}$ radians. És a dir, que en termes de transmissió és el mateix tenir Ψ_E que $\Psi_E + \frac{\pi}{2}$. Aquest resultat es tradueix en una indeterminació en la diferenciació de l'eix extraordinari i l'ordinari. Hi ha un mètode per resoldre aquesta ambigüitat que es basa en l'anàlisi del patró de difracció degut al pixelat [DTDM99b]. Si s'envia al modulador llum polaritzada linealment paral·lela a l'eix ordinari, la imatge de difracció no canvia en variar el voltatge aplicat, però si la polarització és paral·lela a l'eix extraordinari, el patró es modifica en canviar el voltatge.

Per caracteritzar el segon tipus de pantalles s'ha seguit un mètode diferent del proposat per Soutar et al., que consisteix en mesurar quatre transmissió en unes determinades posicions del polaritzador i l'analitzador [YE95a]. Amb aquest procediment es determinen els paràmetres f, g, h i j de la matriu de l'Equació 2.34.

Les quatre mesures que cal realitzar són les corresponents a les següents posicions del polaritzador i analitzador: $(\varphi_1, \varphi_2) : (0^\circ, 0^\circ), (0^\circ, 90^\circ), (30^\circ, 60^\circ)$ i $(45^\circ, -45^\circ)$. En

aquestes condicions l'expressió de la transmitància (Equació 2.38) queda reduïda a:

$$\begin{aligned}
 T_{0,0} &= c^2(f^2 + g^2) \\
 T_{0,90} &= c^2(h^2 + j^2) \\
 T_{30,60} &= c^2[(f \cos(30) + h \sin(30))^2 + j^2] \\
 T_{45,-45} &= c^2(h^2 + g^2)
 \end{aligned}
 \tag{2.54}$$

A partir d'aquestes quatre equacions es poden aïllar els quatre paràmetres i tenint en compte la propietat de l'Equació 2.36 podem determinar un valor aproximat del coeficient c .

Aquest mètode també té algunes mancances com la indeterminació en alguns angles que es poden solucionar mitjançant els procediments addicionals descrits anteriorment.

2.2 Funcionament de les pantalles de cristall líquid

Pel que fa al funcionament d'aquests dispositius optoelectrònics cal observar què passa amb les imatges enviades a les LCDs, quin tipus de resposta tenen i si cal fer-hi algunes correccions per obtenir-hi les imatges desitjades. A més de l'anàlisi visual de les imatges cal veure les modificacions que introdueixen les pantalles en la fase i l'amplitud de la llum transmesa. Aquestes modificacions cal caracteritzar-les i corregir-les, si cal, per obtenir millors resultats en els processos de reconeixement d'objectes per correlació òptica.

Per treballar amb aquests dispositius com a moduladors espacials de llum, cal col·locar-los entre dos polaritzadors, el polaritzador i l'analitzador, i variant-ne els angles de polarització es poden obtenir diferents configuracions de treball. A més cal tenir en compte que cada imatge que s'hi envii estarà formada per píxels de diferents nivells de gris, que corresponen a un determinat voltatge en el senyal que arriba a la LCD. Aquest voltatge afecta a la resposta del modulador en ser travessat per la llum i pot ser modificat canviant paràmetres de l'electrònica com les posicions dels controls de brillantor, contrast i color del videoprojector. Tots aquests elements cal analitzar-los si es vol treballar adequadament amb aquests dispositius.

2.2.1 Modes d'operació de les pantalles de cristall líquid

Els modes d'operació de les pantalles són les diferents configuracions en què treballen aquests dispositius, és a dir la manera que tenen de modificar la llum depenent

del nivell de gris que tingui cada píxel de la imatge. Aquestes modificacions afecten tant a l'amplitud com a la fase de la llum transmesa. El que cal fer és caracteritzar aquests canvis per a cada pantalla tenint en compte les variacions de nivells de gris que pot oferir cada LCD. El que determina les corbes de treball és l'electrònica i la polarització de la llum. De la primera la dependència és amb les posicions de color, brillantor i contrast, que fan que el voltatge o senyal que arriba a les LCDs variï. El segon factor, el de la llum, ve determinat pels polaritzadors que es col·loquen davant i darrere de les LCDs.

Al llarg d'aquest treball s'ha utilitzat una sola electrònica per controlar simultàniament dues pantalles, per tant ha calgut trobar unes posicions idònies per als controls de contrast, brillantor i color, i deixar-les fixes, i d'aquesta manera, per poder tenir les diferents configuracions en les LCDs només s'han pogut variar les posicions dels polaritzadors. Això s'ha fet per poder simplificar el material en aquells muntatges on calen dos moduladors, com per exemple els correladors del tipus VanderLugt.

Les configuracions més utilitzades i que generalment s'intenten buscar per a cada pantalla són la d'*Alt Contrast*, la de *Quasi Només Amplitud* i la de *Quasi Només Fase* [SS96]. Les principals característiques d'aquestes corbes operatives són les següents:

Alt Contrast (HC⁴) Aquesta configuració es caracteritza principalment pels alts valors de contrast que ofereix. Definim el contrast com la relació que hi ha entre les modulacions en transmitància dels diferents nivells de gris. Generalment el contrast màxim entre nivells assoleix relacions superiors al 100:1 arribant en alguns casos fins al 200:1. Aquest mode d'operació de les LCDs és el més adient per mostrar imatges reals amb gran varietat de nivells de gris. El principal problema que presenten aquesta mena de corbes operatives és la modulació en fase que introdueixen ja que pot arribar a ser important. Cal tenir en compte aquest acoblament en la modulació a l'hora de generar filtres o en mostrar-hi imatges si es vol que els resultats finals del procés òptic siguin els correctes o els esperats.

Quasi Només Amplitud (AM⁵) Hi ha moduladors capaços de treballar modulant la llum només en amplitud quan s'aconsegueixen unes determinades condicions de voltatge i de polarització. Aquestes configuracions reben el nom de *Quasi Només Amplitud* perquè de fet sempre hi ha una petita modulació en fase. Aquest és l'avantatge més destacable d'aquestes corbes operatives, la poca

⁴High Contrast

⁵Amplitude Mostly

variació en fase, en canvi el principal desavantatge que presenten és el poc contrast que ofereixen. Generalment les configuracions on pràcticament només hi ha modulació en amplitud assoleixen relacions de contrast al voltant de 10:1, valors que fan que aquestes corbes no siguin gaire utilitzades per mostrar imatges en les LCDs. En canvi la poca modulació en fase fa que sigui una configuració adient quan es vol evitar qualsevol variació en aquest paràmetre i el comportament en contrast sigui sacrificable.

Quasi Només Fase (PM⁶) Aquest tercer tipus de corba operativa fa que el modulador es comporti al contrari que amb la configuració de *Quasi Només Amplitud*. En aquest cas la modulació en fase és la principal característica de la configuració i generalment arriba a valors propers als 2π radians o, fins i tot, els supera en alguns casos. Per contra, la variació en amplitud és petita introduint valors de contrast baixos de l'ordre de 2:1. Aquest mode d'operació és el més utilitzat quan es volen mostrar imatges que introdueixin només fase i on la modulació en amplitud hagi de ser pràcticament constant.

A més d'aquests tres tipus de configuracions hi ha un gran grup de corbes que reben el nom genèric d'*Altament Acoblades*⁷ i que es caracteritzen per oferir simultàniament modulació en amplitud i fase. De fet podríem dir que la configuració de HC és una corba altament acoblada que es caracteritza pel seu alt valor de contrast.

2.3 Mètode de caracterització de les pantalles de cristall líquid

Per poder controlar el funcionament de les LCDs cal determinar-ne les corbes operatives amb les quals es vol treballar. Per trobar aquestes configuracions cal definir algun mètode amb el qual es pugui determinar quina és la resposta en amplitud i fase per la llum transmesa per a qualsevol nivell de gris en qualsevol condició de l'electrònica com de la polarització, és a dir que cal analitzar la llum que travessa una LCD en unes determinades posicions dels comandaments de l'electrònica i dels polaritzadors.

El mètode utilitzat consisteix en dues parts, una per mesurar l'amplitud i l'altra per a la fase [MBCJV97]. La part de l'amplitud és molt senzilla, només cal mesurar la intensitat de la llum que travessa la LCD quan s'hi envien imatges uniformes d'un nivell

⁶Phase Mostly

⁷Highly-Coupled

de gris determinat. Per agilitzar el procés només s'utilitzen un nombre reduït de nivells i per conèixer la resposta als 256 que es faran servir posteriorment, s'interpola linealment.

Per mesurar la resposta en fase el mètode és més complex. Es col·loca la pantalla en un dels braços d'un interferòmetre Mach-Zehnder i s'hi envien imatges formades per mitja pantalla en un nivell de gris constant, per exemple negre, i l'altra mitja amb un altre nivell que varia d'imatge a imatge. Les interferències que es produeixen en aquest muntatge són captades mitjançant una càmera CCD i analitzades posteriorment en un ordinador. Per a cada configuració d'una pantalla s'utilitzen 17 imatges diferents corresponents a 17 nivells de gris, com en el cas de la mesura de l'amplitud. També, com abans, s'interpola linealment fins arribar als 256 nivells de gris.

En les imatges que es capten com a resultat de la interferència, s'hi poden apreciar unes franges amb dues zones diferenciades, a esquerra i dreta, on aquestes canvien d'intensitat i hi ha un desplaçament en el seu alineament. Aquest salt en les franges es pot analitzar i avaluar el desfasament produït en travessar la pantalla. Aquestes diferències d'intensitat i alineació entre el patró esquerre i el dret dependran de la configuració de la pantalla i variaran a mida que canviï la imatge visualitzada en la pantalla.

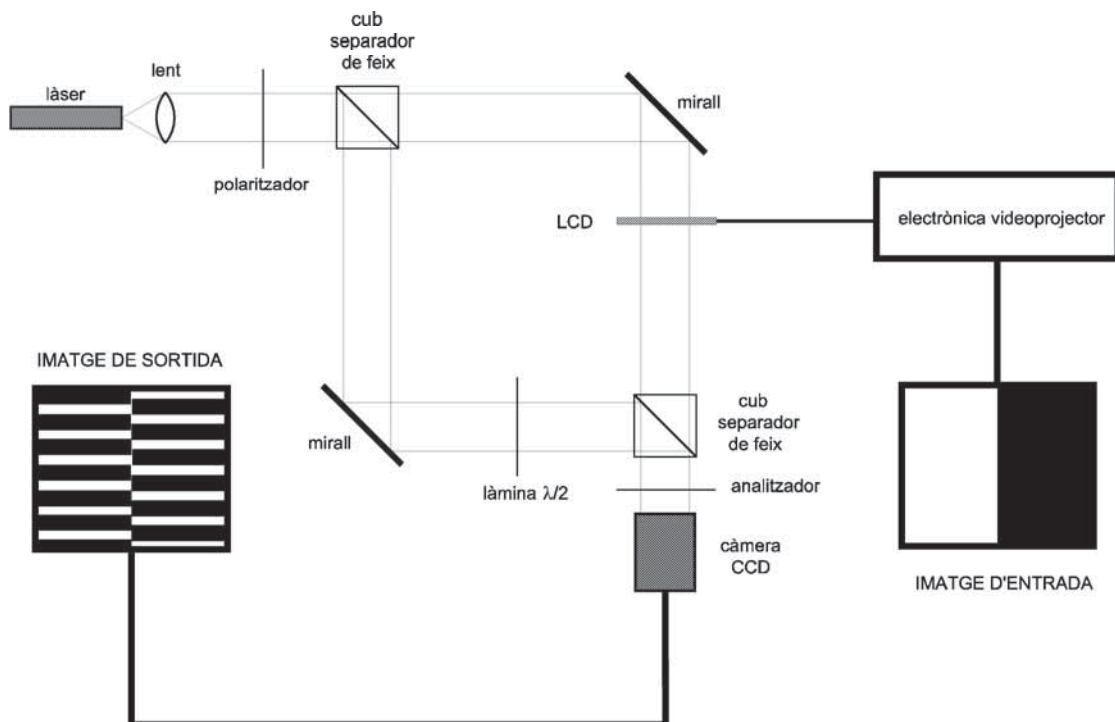


Figura 2.4: Muntatge òptic per caracteritzar la modulació en fase d'una LCD

En la Figura 2.4 s'observa el muntatge òptic emprat per caracteritzar la modulació en fase. Es tracta d'un interferòmetre Mach-Zehnder on s'hi col·loca la LCD a estudi en un dels braços. El modulador està controlat per l'electrònica pròpia del videoprojector d'on ha estat extret i mostra imatges amb un nivell de gris fix i un altre variable. Es pot utilitzar el mateix interferòmetre per mesurar la modulació en amplitud però només ens cal un dels braços, canviar la posició de l'analitzador i afegir un fotodetector que mesuri la intensitat de la llum que travessa la pantalla per a cada nivell de gris. Les variacions que s'han fet en el muntatge es poden observar en la Figura 2.5.

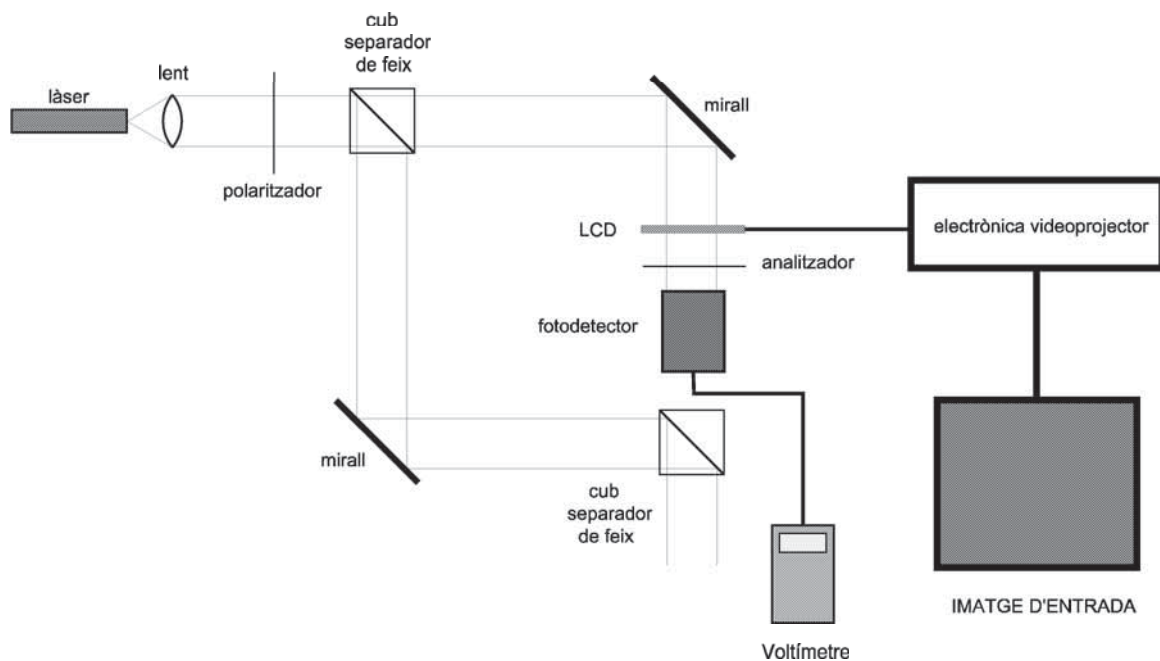


Figura 2.5: Muntatge òptic per caracteritzar la modulació en amplitud d'una LCD

Amb els valors del canvi en amplitud i en fase per als 256 nivells de gris es pot construir la corba operativa de la pantalla en les condicions determinades pels polaritzadors i l'electrònica. Un cop coneguda la corba es pot conèixer com es modularà la llum que travessa la pantalla en termes d'amplitud i de fase per a cada nivell de gris quan el dispositiu estigui en les mateixes condicions.

Hi ha diferents mètodes de caracterització d'entre els quals podem destacar-ne el que utilitza el mateix muntatge interferomètric, un Mach-Zehnder, i que permet realitzar una caracterització píxel a píxel a partir de tres imatges per a cada nivell de gris [MJM⁺98]. La primera captació és l'interferograma produït per la llum que travessa la pantalla i la llum paral·lela que es propaga pel braç de referència. La segona i la tercera imatge s'obtenen per separat captant la intensitat de cada braç. D'aque-

sta manera s'aconsegueixen tres imatges d'intensitat, I , I_R i I_S , corresponents a la interferència, la llum de referència, i la llum que travessa la LCD. Mitjançant aquest mètode s'obté un valor complex per a cada nivell de gris:

$$\begin{aligned}\Re &= \sqrt{I_S} \cos \delta \\ \Im &= \sqrt{I_S} \sin \delta\end{aligned}\tag{2.55}$$

on el desfasament δ ve determinat per:

$$\delta = \arccos \left(\frac{I - I_S - I_R}{2\sqrt{I_S I_R}} \right)\tag{2.56}$$

Aquest mètode permet una caracterització píxel a píxel per processos on aquesta precisió sigui necessària.

Entre els altres procediments també podem esmentar els que es basen en la utilització de patrons de difracció [ZLY94, MEGY96], que serveixen per caracteritzar la modulació en fase, però que donen errors significatius quan la configuració té una modulació en amplitud important. L'avantatge d'aquests mètodes és que són menys sensibles a canvis ambientals que els mètodes interferomètrics.

