



UNIVERSIDAD DE MURCIA
Departamento de Física
Laboratorio de Óptica

ESTUDIO DE LAS PROPIEDADES DE POLARIZACIÓN DEL OJO HUMANO

Trabajo presentado en la Facultad de Química
de la Universidad de Murcia por

Juan Manuel Bueno García

para aspirar al grado de Doctor en Ciencias Físicas

Murcia, Julio de 1999

D. **PABLO ARTAL SORIANO**, Catedrático de Universidad del Área de Óptica del Departamento de Física de la Universidad de Murcia,

INFORMA:

Que el trabajo de la Tesis Doctoral titulada "*Estudio de las Propiedades de Polarización del Ojo Humano*", ha sido realizado íntegramente bajo mi dirección por D. **JUAN MANUEL BUENO GARCÍA** en el Laboratorio de Óptica del Departamento de Física de la Universidad de Murcia. Considero que el trabajo es original y suficiente, por lo que **AUTORIZO** su presentación y defensa.

Murcia, 15 de Julio de 1999.

Fdo.: Pablo Artal Soriano

"Siguió sentado, sujetando los brazos de la silla como si pudiera echarse a volar en caso de que los soltara. Mantuvo la vista desesperadamente fija en el punto de la pantalla aun después de saber que se había extinguido y que sólo veía una imagen que subsistía únicamente en su retina... o en sus deseos".

Stephen King, "Ojos de fuego".

*A los que innumerables
veces me hicieron callar*

Resumen

La estructura y componentes del ojo humano hacen que los cambios que se producen sobre el estado de polarización de la luz que emerge de él, tras realizar un doble paso y sufrir una reflexión en la retina, sean complejos y *a priori* poco predecibles. Esos cambios pueden influir en los resultados obtenidos con dispositivos que analizan la luz reflejada en la retina. Para conocer mejor los cambios que el ojo origina sobre un haz que lo atraviesa y los fenómenos a los que da lugar, se ha llevado a cabo un estudio de la calidad de imagen retiniana en función de los estados de polarización, así como un estudio espacial de los distintos parámetros de polarización a partir del cálculo de matrices de Mueller.

Teniendo como base el método de doble paso, se ha diseñado y construido un polarímetro de imagen que utiliza retardadores variables de cristal líquido en los brazos generador y analizador. Con este dispositivo se han registrado series de dieciseis imágenes de doble paso correspondientes a las combinaciones independientes de estados de polarización de entrada y salida. Los resultados para varios sujetos muestran que la calidad de imagen depende en gran medida del estado de polarización de salida. Sin embargo, la influencia de la polarización de entrada, calculada usando matrices de Mueller espacialmente resueltas, juega un papel poco significativo.

Por otra parte, el estudio polarimétrico de las imágenes de doble paso muestra que (1) la parte central de las imágenes tiene un grado de polarización del 80% frente a un 25% en la periferia; (2) el retardo introducido depende del observador, aunque la birrefringencia que presenta el ojo es lineal; (3) el dicroísmo es coherente con la longitud de onda empleada y (4) el valor de la polarizancia indica la existencia de cierta birrefringencia circular.

Abstract

Structure and components of the human eye make changes produced on the polarization state of the light emerging from it after a double-pass through ocular media and a reflection in the retina be complicated and hardly predictable. Those changes can influence on the results obtained with any device analyzing the light reflected in the retina. A study of the retinal image quality as a function of the polarization state has been performed. A spatially resolved polarimetric study of different polarization parameters using Mueller-matrices was also performed.

An imaging polarimeter adapted to an ophthalmoscopic double-pass apparatus using two electronically controlled liquid-crystal variable retarders has been developed. Series of sixteen double-pass images corresponding to independent combinations generator-analyzer have been recorded. Results obtained for several subjects show that the estimation of the image quality depends strongly on the polarization state in the exit pathway. However, the influence of the entrance polarization, calculated using spatially resolved Mueller-matrices is nearly negligible.

On the other hand, the polarimetric study of double-pass images shows that (1) the light forming the central part of the images presents a degree of polarization of 80% while this is reduced to around 25% for the light in the skirts; (2) the retardation introduced by the eye in a double-pass is quite dependent on observers, although the birefringence is linear; (3) the dichroism is coherent with the wavelength used, and (4) the value of the polarizance indicates the existency of circular birefringence.

Índice

1. Introducción	1
1.1 Motivación y objetivos	4
1.2 Estructura del trabajo	5
2. Polarización: Aspectos teóricos y efectos en el ojo y la retina	7
2.1 Revisión de la teoría de la polarización	7
2.1.1 Formalismo de Mueller	10
2.1.2 Efectos de un sistema sobre el estado de polarización	13
2.1.2.1 Dicroísmo	13
2.1.2.2 Diatenuación	15
2.1.2.3 Birrefringencia	15
2.1.2.4 Despolarización	17
2.1.2.5 Polarizancia	17
2.2 Propiedades y efectos de polarización en el ojo	18
2.2.1 Propiedades de polarización en el ojo	18
2.2.1.1 Córnea	19
2.2.1.2 Cristalino	23
2.2.1.3 Retina	23
2.2.2 Efectos de despolarización en el ojo	27
3. Polarímetro con retardadores variables de cristal líquido	29
3.1 Polarimetría: sistemas previos	29
3.2 Polarímetro en transmisión con retardadores variables de cristal líquido	32
3.2.1 Cristales líquidos	32
3.2.2 Descripción del sistema experimental	33
3.2.3 Desarrollo matricial del polarímetro	35
3.2.4 Calibrado del sistema y sus elementos	40
3.2.4.1 Calibrado independiente de los RVCLs	40
3.2.4.2 Calibrado del brazo analizador	42
3.2.4.3 Calibrado del brazo generador	43
3.2.4.4 Obtención de la matriz de Mueller: calibrado del sistema completo con muestras conocidas	43
3.3 Polarímetro de imagen en doble paso	46
3.3.1 Configuraciones en un polarímetro de imagen	46
3.3.2 Descripción del sistema experimental	47
3.3.3 Procedimiento para la obtención de la matriz de Mueller	49

3.3.4 Calibrado del divisor de haz _____	51
4. Calidad de la imagen retiniana en función del estado de polarización _____	53
4.1 El método de doble paso para el estudio de la calidad de imagen del ojo _____	53
4.2 Imágenes de doble paso obtenidas con polarizadores lineales paralelos y cruzados _____	55
4.3 Calidad de imagen retiniana en función del estado de polarización de la luz de entrada y salida _____	58
4.3.1 Procedimiento experimental _____	58
4.3.2 Resultados _____	59
4.3.2.1 Imágenes aéreas y perfiles radiales en la zona central de la fóvea _____	59
4.3.2.2 Calidad de imagen en la zona central de la fóvea _____	62
4.3.2.3 Calidad de la imagen retiniana a 3° de excentricidad _____	66
4.4 Efecto de la estructura retiniana en las imágenes de doble paso para diferentes estados de polarización _____	67
4.5 Matrices de Mueller espacialmente resueltas (PSMs) _____	70
4.5.1 PSMs retinianas y del plano de la pupila _____	70
4.5.2 Imágenes reconstruidas a partir de las PSMs _____	73
4.5.2.1 Imágenes con polarizadores lineales paralelos y cruzados _____	73
4.5.2.2 Imágenes para combinaciones independientes de entrada y salida _____	75
4.5.2.3 Efectos deducidos del uso de un polarizador como analizador _____	76
4.6 MTF en función del estado de polarización de la luz incidente _____	80
5. Polarimetría en las imágenes de doble paso _____	85
5.1 Grado de polarización _____	85
5.1.1 Grado de polarización en imágenes retinianas _____	86
5.1.2 Grado de polarización en el plano de la pupila _____	91
5.2 Retardo en las imágenes de doble paso _____	93
5.3 Dicroísmo _____	98
5.4 Polarizancia _____	101
5.5 Resultados obtenidos con un elipsómetro de células Pockels _____	104
5.5.1 Comparación de parámetros en el ojo completo _____	104
5.5.2 Dedución de parámetros para la córnea y la retina _____	107
5.5.2.1 Efecto de la córnea _____	107
5.5.2.2 Efecto de la retina _____	109
6. Conclusiones _____	113
Apéndice A. Análisis de las matrices de Mueller y obtención de los parámetros de polarización _____	115
A.1 Medios que no despolarizan la luz _____	115
A.2 Medios que despolarizan la luz _____	121

Apéndice B. Elipsómetro de células Pockels	124
Bibliografía	127
Agradecimientos	137

Capítulo 1

Introducción

El estudio de la luz polarizada, así como los fenómenos que los diferentes medios materiales producen sobre ella, constituyen un área fundamental y de creciente importancia dentro del campo de la Óptica. En particular, el análisis del estado de polarización de un haz de luz y la determinación de los parámetros de polarización de sistemas a partir de su matriz de Mueller, han cobrado interés en los últimos años (ver como referencias generales [Chipman, 1995; Azzam, 1995]). Desde el punto de vista teórico se han desarrollado ampliamente, tanto las diferentes formas de representación matricial de un medio, como las condiciones necesarias y suficientes para que dicha matriz tenga sentido físico.

La polarimetría es la técnica que permite la medida del estado de polarización de un haz y el cálculo de las características de polarización de sistemas (despolarización, retardo, dicroísmo,...). Esta técnica utiliza métodos estáticos y dinámicos de determinación de matrices de Mueller [Hauge, 1978; Thompson *et al.*, 1980] y vectores de Stokes [Shurcliff, 1962], utilizando formalismos matriciales o de análisis de Fourier. Sin embargo, a pesar de la cantidad de información que proporcionan, los polarímetros presentan problemas experimentales no siempre fáciles de solventar. El posicionamiento de los distintos elementos de un polarímetro y su influencia sobre el estado de polarización es crucial, pues se han de conocer de forma precisa los estados de polarización generados que inciden sobre la muestra incógnita y debe realizarse un correcto análisis de los estados que emergen de ella. Los sistemas de registro han de responder de forma lineal en todo el rango utilizado y debe controlarse la intensidad emitida por la fuente. La medida correcta de la matriz de Mueller requiere una adecuada puesta a punto y calibrado del polarímetro con muestras conocidas, lo que permite determinar posibles errores sistemáticos y evaluar la calidad y precisión de los resultados obtenidos.

Aunque la matriz de Mueller de un sistema caracteriza por completo sus propiedades de polarización, los cambios específicos que se producen y los fenómenos de polarización asociados,

no se pueden deducir de manera fácil a partir de sus elementos. Para extraer los parámetros de polarización que dan información sobre las características físicas del medio de una forma más simple, es preciso utilizar los teoremas de descomposición polar [Gil y Bernabeu, 1987; Lu y Chipman, 1996].

Las técnicas polarimétricas de análisis se han extendido ampliamente con el paso del tiempo, de tal forma que al interés intrínseco de medidas precisas de polarización, se le unen los avances en la fabricación de elementos alternativos e innovadores, como moduladores fotoelásticos, electro-ópticos o de cristal líquido, que aportan rapidez y pueden sustituir a los clásicos elementos rotatorios sin incorporar partes móviles.

Entre las diversas aplicaciones de los polarímetros se encuentran el análisis punto a punto de superficies y sistemas en transmisión mediante el cálculo de espesores y medidas de índices de refracción, estudios espectroscópicos, el calibrado y alineamiento de sistemas de precisión y el estudio de las características de medios que producen *scattering*. No obstante, el análisis punto a punto está dejando paso a la denominada "polarimetría de imagen" [Pezzaniti y Chipman, 1995a] que permite su estudio espacialmente resuelto. Los mayores avances de esta técnica se han extendido fundamentalmente a campos donde los sistemas a estudiar no son de fácil acceso, como es el caso de la Astronomía, la Microscopía y las aplicaciones con fines militares (detección de objetos ocultos en señales de radar).

Un sistema de difícil accesibilidad y de gran interés al que se pueden orientar estudios polarimétricos, es la retina del ojo humano. Conocer la naturaleza de la reflexión de la luz en la retina es importante, tanto como problema en sí mismo, como en su relación con las potenciales aplicaciones en sistemas y dispositivos de diagnóstico en Oftalmología. En la bibliografía se pueden encontrar estudios anatómicos y fisiológicos de la estructura, desarrollo y propiedades de retinas *in vitro*. Sin embargo, los estudios desde el punto de vista de la polarización no son muy numerosos. Las técnicas de estudio de la retina están limitadas por su inaccesibilidad, por la cantidad de luz con la que se puede incidir, por los posibles movimientos involuntarios del globo ocular y por las fluctuaciones en la acomodación.

El ojo humano está formado por diferentes elementos, con estructura y características físicas propias. Debido a ello, la luz que pasa dos veces a través de los medios oculares y se refleja en la retina cambia su estado de polarización de forma complicada [van Blokland, 1985]. El análisis del ojo humano en vivo desde el punto de vista de la polarización permite obtener las propiedades de birrefringencia y dicroísmo del sistema en conjunto [Hecht y Zajac, 1986], con su presión intraocular, humores, tensión de los músculos oculares,... todos ellos aspectos esenciales que se modifican claramente en las muestras *in vitro*.

El estudio de las propiedades de polarización del ojo puede pasar también por el cálculo de su matriz de Mueller. Concretamente, hace ya más de 30 años Shurcliff y Ballard escribieron: "*Probablemente los físicos escribirán algún día las matrices que describan las capas retardadoras y las áreas dicroicas del ojo. Los poetas fueron los primeros en observar fuego mágico y joyas en el ojo humano; los físicos serán los primeros en ver las matrices.*" [Shurcliff y Ballard, 1964]. Veinte años más tarde se publicaron las primeras medidas de parámetros de polarización del ojo

humano en vivo, deducidos a partir del cálculo de su matriz de Mueller [van Blokland, 1985]. Estos experimentos, proporcionando una única matriz de Mueller para una zona extensa, mostraron que en el ojo existe una estructura asociada a una birrefringencia predominantemente lineal.

Por otra parte, a lo largo de los años y no siempre usando polarimetría, se han investigado las fuentes de retardo y dicroísmo del ojo, así como las posibles interrelaciones entre estos parámetros y ciertas patologías oculares [Bour, 1991]. Además, se han diseñado dispositivos y técnicas de diagnóstico clínico para Oftalmología que utilizan los cambios en el estado de polarización de la luz que vuelve del ojo tras reflejarse en la retina, para mostrar la existencia de anomalías, que de otra manera sólo serían apreciables en etapas muy avanzadas de la enfermedad. Como ejemplos se pueden citar el NFA¹ y el SLP², dispositivos comerciales que a partir de los datos de retardo (asociados a la naturaleza birrefringente) deducen el espesor de la capa de fibras nerviosas en la zona de la cabeza del nervio óptico, para la detección precoz del glaucoma [Dreher *et al.*, 1992]. Otros autores han propuesto sistemas polarimétricos para el estudio de estrabismos y ambliopías [Hunter *et al.*, 1999].

Debido a los cambios en el estado de polarización que el ojo produce sobre la luz que atraviesa sus medios y se refleja en la retina, cualquier técnica de análisis que utilice la luz que vuelve del ojo va a estar afectada. Tal es el caso de los oftalmoscopios convencionales (sistemas de formación de imágenes de la retina), el sistema de doble paso utilizado para estimar la calidad de imagen retiniana [Santamaría *et al.*, 1987], el sensor de Hartmann-Shack utilizado en la medida de aberraciones [Liang *et al.*, 1994] o los nuevos sistemas de registro de imágenes retinianas mediante técnicas de alta resolución [Artal y Navarro, 1989].

1.1 Motivación y objetivos

El estado de polarización de la luz que llega a la retina depende del estado con el que incidió sobre la córnea. Desde el punto de vista de la visión esto es irrelevante, pues el ojo humano, a diferencia del de las abejas u otros animales, no puede detectar distintos tipos de luz polarizada. Sin embargo, esto sí que puede tener una influencia importante en otros aspectos. Por ejemplo, la calidad de la imagen retiniana, a pesar de haber sido estudiada desde muy diversos puntos de vista, hasta el momento no se ha tratado desde el punto de vista de la polarización. Los estudios existentes se completarían incluyendo los resultados que relacionan la calidad de imagen retiniana con los diferentes estados de polarización de entrada y salida. De esta forma quedaría mostrada la posible influencia que el estado de polarización de la luz utilizada podría tener en las técnicas de doble paso. Además, en un futuro, se podrían aplicar los conocimientos a nuevos sistemas de detección y análisis de patologías y degeneraciones oculares.

El propósito del presente trabajo es doble: por una parte establecer la relación entre la calidad de imagen retiniana y el estado de polarización y por otra, llevar a cabo un estudio polarimétrico de

¹ Del inglés *Nerve Fiber Analyzer*.

² Del inglés *Scanning Laser Polarimeter*.

las imágenes de doble paso, a partir de la obtención de las matrices de Mueller espacialmente resueltas y de la construcción de mapas de parámetros de polarización (el grado de polarización o el retardo).

Para ello se ha diseñado, construido y puesto a punto un nuevo polarímetro de imagen sin partes móviles, que utiliza retardadores variables de cristal líquido, adaptado a un sistema oftalmoscópico de doble paso. Con las imágenes registradas para diferentes combinaciones de estados de polarización de entrada y salida, se podrá estudiar la relación entre la calidad de imagen retiniana y la polarización. Además, con esas series de imágenes se calcularán las matrices espacialmente resueltas del ojo en doble paso, en distintas condiciones experimentales. Estas matrices se obtienen mediante un método de inversión, por lo que se prescinde del análisis de Fourier de la señal que usan los polarímetros rotatorios, lo cual evita cualquier dependencia temporal en la intensidad registrada.

Se pretende extraer información sobre los parámetros de polarización en zonas pequeñas de la retina, utilizando grandes aumentos. Estos datos se pueden comparar con los obtenidos con otros dispositivos experimentales, así como con algunas de las ideas que aparecen en la bibliografía, no comprobadas experimentalmente. Conocidos los parámetros, se podría modelar desde el punto de vista de la polarización y a escalas más pequeñas, las diferentes estructuras oculares. Adicionalmente, se complementarían los resultados existentes en torno a la despolarización del ojo para longitudes de onda larga [van Blokland, 1986a].

El presente trabajo pretende ser el punto de partida para futuros desarrollos de sistemas de aplicación en Oftalmología basados en el análisis del estado de polarización de la luz tras la reflexión retiniana. En particular, dispositivos para el diagnóstico de posibles patologías, sobre todo en la zona foveal, asociadas a deficiencias en los fotorreceptores, degeneración macular y disminución del espesor de la capa de fibras nerviosas que cubren la retina, así como oftalmoscopios de alta resolución basados en cambios espaciales de las propiedades de polarización de la luz reflejada.

1.2 Estructura del trabajo

Además de este primer capítulo con carácter introductorio, la estructura del presente trabajo es la siguiente:

- En el capítulo 2 se presenta un repaso sobre los conceptos básicos de polarización, el formalismo de Mueller y la descripción de los distintos fenómenos y efectos que un sistema puede tener sobre el estado de polarización. También se hace un revisión bibliográfica en torno a los estudios que relacionan la polarización con el ojo y la retina.
- El capítulo 3 engloba la parte de métodos utilizada en la presente memoria. Se empieza con un repaso sobre los distintos polarímetros utilizados, para seguir con el planteamiento y descripción de un tipo de polarímetro en transmisión que utiliza retardadores variables de cristal líquido. Se

explican los pasos que se han de seguir para el calibrado del sistema y se muestran algunos ejemplos de medidas experimentales de elementos de polarización conocidos. La tercera y última parte del capítulo desarrolla y expone la incorporación de este nuevo dispositivo al sistema de doble paso, para el diseño de un sistema polarimétrico orientado a medidas espaciales de polarización en el ojo humano en vivo. En los dos tipos de polarímetro se explica el proceso de obtención de la matriz de Mueller mediante un método de inversión de matrices.

- En el capítulo 4 se presenta la primera parte de los resultados y la discusión de los mismos. En él se incluyen los datos de calidad de imagen retiniana en función de los estados de polarización de entrada y salida. Se calculan y muestran los elementos de las matrices de Mueller espacialmente resueltas. A partir de estos elementos se reconstruyen imágenes de doble paso para distintos estados de polarización y se analizan los efectos deducidos del uso de un polarizador lineal como analizador. Se estudia la calidad de imagen en función solamente del estado de polarización de entrada y se calculan los estados de polarización que dan lugar a la mejor y peor calidad de imagen retiniana, para distintos sujetos y tamaños de pupila.

- El capítulo 5 muestra los resultados de polarimetría en las imágenes de doble paso (grado de polarización, retardo, diicroísmo y polarizancia). En el último apartado, se hace una comparación entre los parámetros de polarización del ojo completo en doble paso, obtenidos con el polarímetro de imagen desarrollado en la presente memoria y los deducidos a partir de medidas con un elipsómetro de células Pockels que utiliza luz infrarroja. Finalmente se deducen, para luz de 633 nm, los parámetros asociados a la córnea y a la retina por separado, partiendo de los datos aportados por el elipsómetro.

- En el capítulo 6 se resumen las principales conclusiones del trabajo.

- Los apéndices finales incluyen temas que aun siendo importantes, colocados en otra parte de la tesis, romperían su continuidad. El apéndice A analiza los diferentes casos a los que puede dar lugar una matriz de Mueller experimental, para la obtención de sus parámetros de polarización. En el apéndice B se describe el elipsómetro de células Pockels, con el que se hicieron las medidas que se utilizan en el Capítulo 5.

Capítulo 2

Polarización: Aspectos teóricos y efectos en el ojo y la retina

En este capítulo se revisan los conceptos fundamentales en polarización y se exponen los fundamentos y herramientas utilizados a lo largo del trabajo. Además, se presenta una recopilación bibliográfica de los estudios previos de polarización en el ojo y la retina.

2.1 Revisión de la teoría de polarización

La polarización es una propiedad común a todas las ondas transversales, que hace referencia al comportamiento y evolución temporal del vector del campo eléctrico, cuando el observador se sitúa en un punto fijo del espacio. Si en la propagación de la onda, el vector del campo eléctrico está siempre contenido en un plano (*plano de vibración*), para cada periodo de dicha onda (del orden de 10^{-15} segundos) su extremo describirá una curva cerrada, denominada genéricamente *elipse de polarización*. Un tratamiento en profundidad de la polarización se puede encontrar en [Shurcliff, 1962] y [Collet, 1993].

El vector del campo eléctrico asociado a una onda plana monocromática uniforme, de frecuencia angular $\omega=2\pi\nu$ (con ν la frecuencia natural), que se propaga a través de un medio homogéneo e isótropo, en el sentido positivo del eje Z de un sistema de coordenadas cartesianas XYZ, tiene la expresión:

$$\vec{E} = E_x \cdot \vec{i} + E_y \cdot \vec{j} = A_x \cdot \cos(kz - \omega t + \delta_x) \cdot \vec{i} + A_y \cdot \cos(kz - \omega t + \delta_y) \cdot \vec{j} \quad (2.1)$$

donde \vec{i} y \vec{j} son vectores unitarios en las direcciones X e Y; A_x , A_y son las amplitudes del campo eléctrico en los ejes que indican los subíndices; δ_x , δ_y son las fases absolutas de las componentes respectivas y $k=2\pi/\lambda$, el número de onda (siendo λ la longitud de onda en el vacío). Si δ es la

diferencia de fase entre las dos componentes, la elipse de polarización en coordenadas cartesianas se puede expresar como [Born y Wolf, 1980]:

$$\left(\frac{E_x}{A_x}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{A_y}\right)^2 - 2 \cdot \frac{E_x \cdot E_y}{A_x \cdot A_y} \cdot \cos \delta = \sin^2 \delta \quad (2.2)$$

La forma, tamaño, orientación y sentido de giro de esta elipse dependen exclusivamente de A_x , A_y y δ , pero no de la coordenada espacial a lo largo de la cual se propaga el haz, ni del tiempo. En la figura 2.1 se muestra la elipse de polarización, inscrita en el rectángulo de lados $2A_x$ y $2A_y$. El *acimut* χ ($0 \leq \chi \leq \pi$), define la orientación de la elipse en el plano que la contiene y es el ángulo que forma su eje mayor con la dirección positiva del eje X del sistema de referencia. La *elipticidad* φ ($-1 \leq \varphi \leq 1$), es el cociente entre la longitud del semieje menor de la elipse, b y el semieje mayor, a . El sentido de giro de la elipse de polarización es dextrógiro ($\text{tg}\varphi > 0$) si el extremo del vector recorre la elipse en el sentido horario cuando el haz avanza hacia el observador y levógiro ($\text{tg}\varphi < 0$), si la describe en sentido contrario. La diferencia de fase determina el ángulo entre la posición inicial del vector del campo eléctrico en el instante $t=0$ y el eje mayor de la elipse. Si $0 < \delta < \pi$ la polarización es dextrógiro y si $\pi < \delta < 2\pi$ es levógiro [Shurcliff, 1962].

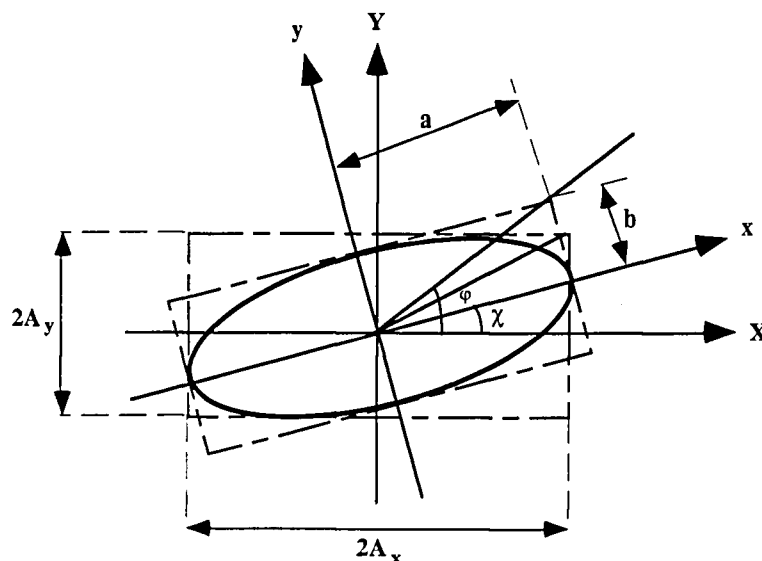


Figura 2.1: Elipse de polarización. A_x y A_y , amplitudes del campo eléctrico; a y b , semiejes mayor y menor, respectivamente; χ , acimut del semieje mayor; φ , elipticidad.

De acuerdo con los parámetros de la elipse, un haz se dice que está polarizado linealmente cuando la elipticidad vale cero; es luz circular dextrógiro si la elipticidad vale +1 y circular levógiro si vale -1. Estos estados de polarización lineal y circular son casos particulares de polarización elíptica. La polarización lineal se produce cuando el desfase δ entre las dos componentes es 0 o π , con lo cual la elipse de la ecuación (2.2) se convierte en una recta doble. En la polarización circular, la elipse pasa a ser una circunferencia y la amplitud en los dos ejes es la misma ($A_x=A_y$). Si δ vale $\pi/2$, la luz es circular dextrógiro y si toma el valor $3\pi/2$ es circular levógiro.

Una de las formas de representación de la elipse de polarización es por medio del *vector de Stokes* [Shurcliff, 1962], el cual consta de cuatro parámetros reales (S_0 , S_1 , S_2 y S_3) que tienen las mismas dimensiones físicas, se expresan como:

$$\begin{aligned} S_0 &= A_x^2 + A_y^2 = I \\ S_1 &= A_x^2 - A_y^2 = I \cdot \cos 2\chi \cdot \cos 2\varphi \\ S_2 &= 2A_x A_y \cos \delta = I \cdot \sin 2\chi \cdot \cos 2\varphi \\ S_3 &= 2A_x A_y \sin \delta = I \cdot \sin 2\varphi \end{aligned} \quad (2.3)$$

y verifican la relación:

$$S_0^2 \geq S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (2.4)$$

En el caso de luz totalmente polarizada, la inecuación (2.4) se transforma en igualdad. El primero de los parámetros del vector de Stokes representa la intensidad del haz y el resto especifican el estado de polarización. Concretamente, los parámetros S_1 , S_2 y S_3 son la diferencia de intensidades entre la componente linealmente polarizada horizontal y la vertical, entre la componente linealmente polarizada a 45° y a -45° y entre la componente circular dextrógira y la levógira, respectivamente. El vector se suele normalizar dividiendo todos los elementos por la intensidad. Con esta representación, la elipticidad y el acimut de la elipse de polarización, pueden calcularse directamente a partir de los parámetros de Stokes:

$$\begin{aligned} \chi &= \frac{1}{2} \cdot \arctan\left(\frac{S_2}{S_1}\right) \\ \varphi &= \frac{1}{2} \cdot \arcsen\left(\frac{S_3}{S_0}\right) \end{aligned} \quad (2.5)$$

El *grado de polarización de un haz de luz*, G , se define como [Chipman, 1995]:

$$G = \frac{(S_1^2 + S_2^2 + S_3^2)^{1/2}}{S_0} \quad (2.6)$$

y toma valores entre cero (luz natural, no polarizada o totalmente despolarizada) y la unidad (luz totalmente polarizada), con los valores intermedios correspondientes a luz parcialmente polarizada.

Las expresiones (2.3) fueron utilizadas por Poincaré para establecer un modelo geométrico que representase el estado de polarización de un haz [Theocaris y Gdoutos, 1979]. Si se supone luz totalmente polarizada con intensidad S_0 , las restantes componentes del vector de Stokes son las coordenadas cartesianas de un punto P, situado sobre una esfera de radio S_0 , de tal forma que 2φ y 2χ son la latitud y la longitud respectivamente (figura 2.2). Cada punto de la esfera representa un único estado de polarización. Los puntos del hemisferio norte ($0 < 2\varphi < \pi/2$) representan estados de polarización con sentido dextrógira ($0 < \delta < \pi$) o elipticidad positiva ($\text{tg}\varphi > 0$), y los del hemisferio sur ($-\pi/2 < 2\varphi < 0$), tienen sentido levógira ($\pi < \delta < 2\pi$) o elipticidad negativa

($\text{tg}\varphi < 0$). Los casos particulares de luz circular dextrógira ($\delta = \pi/2$) y levógira ($\delta = -\pi/2$) están representados por el Polo Norte ($\text{tg}\varphi = 1$) y el Sur ($\text{tg}\varphi = -1$), respectivamente. Los puntos correspondientes a luz linealmente polarizada (elipticidad nula, $\text{tg}\varphi = 0$) están en el plano del Ecuador ($2\varphi = 0$). La intersección del eje positivo de las X con la esfera representa la polarización lineal horizontal ($2\chi = 0$) y el extremo opuesto, el estado de polarización lineal vertical ($2\chi = \pi$). En las intersecciones del eje Y se sitúan los estados de polarización lineal a $+45^\circ$ ($2\chi = \pi/2$) y a -45° ($2\chi = 3\pi/2$). Los puntos de un mismo meridiano (χ constante) representan estados con el mismo acimut y los puntos del mismo paralelo (φ constante) los de igual elipticidad. Los estados de polarización ortogonales se localizan en puntos diametralmente opuestos de la esfera. Si la luz no está totalmente polarizada, los estados están representados por los puntos del interior de la esfera.

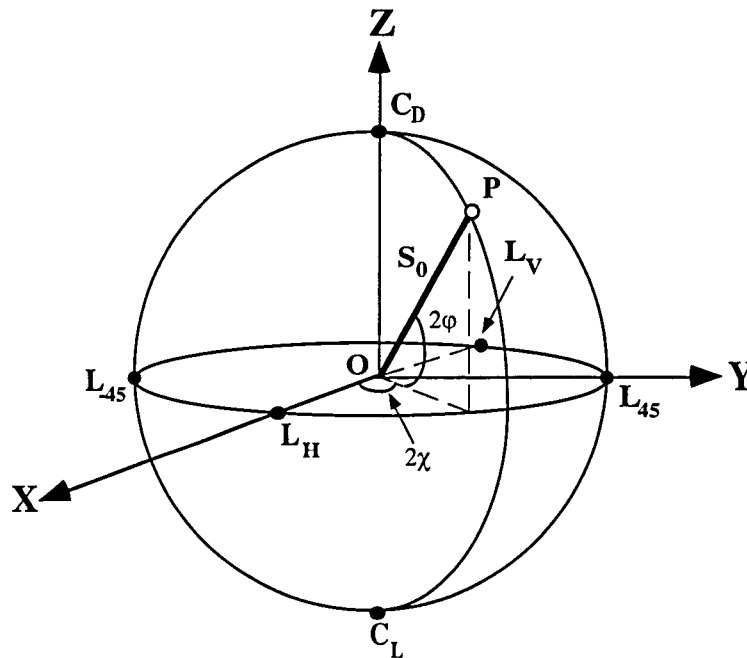


Figura 2.2: Esfera de Poincaré. χ y φ , acimut y elipticidad de un estado de polarización arbitrario P; L_H , L_V , L_{45} y L_{-45} , estados de polarización lineal horizontal, vertical, a 45° y a -45° , respectivamente; C_D y C_L , estados circulares dextrógiro y levógiro.

2.1.1 Formalismo de Mueller

Si un haz, caracterizado por un vector de Stokes S , entra en un sistema cualquiera, a su salida presenta otro estado de polarización representado también por otro vector de Stokes, S' . Puesto que los haces de entrada y salida están descritos por vectores columna, el sistema que transforma uno en otro puede caracterizarse por una matriz 4×4 , denominada *matriz de Mueller*, $M = (m_{ij})$. Esta matriz contiene las propiedades de polarización del sistema.

Las matrices de Mueller son un subconjunto de las matrices reales 4×4 . Las condiciones para que una matriz sea de Mueller se han estudiado ampliamente en la bibliografía (ver [Chipman, 1995] y referencias allí citadas) y muchos autores intentan establecer un número mínimo de condiciones necesarias y suficientes para ello. Las siguientes cuatro condiciones son las más extendidas y utilizadas en la práctica:

$$\begin{aligned}
\text{Tr}(M^T \cdot M) &\leq 4 \cdot m_{00}^2 \\
m_{00} &\geq |m_{ij}| \\
m_{00}^2 &\geq b^2 \\
(m_{00} - b)^2 &\geq \sum_{j=1}^3 \left(m_{0j} - \sum_{k=1}^3 m_{jk} \cdot a_j \right)
\end{aligned} \tag{2.7}$$

donde $b = \sqrt{m_{01}^2 + m_{02}^2 + m_{03}^2}$, $a_j = m_{0j} / b$ y Tr simboliza la traza de la matriz.

Si un sistema con matriz de Mueller M , cambia de diferente manera las amplitudes de las dos componentes ortogonales de la luz que incide, se denomina *polarizador* o en términos más generales *diatenuador*; mientras que si cambia la fase entre las dos componentes, se denomina *retardador* o *compensador*. Dependiendo de los estados de polarización que se mantienen invariantes, tanto polarizadores como retardadores pueden ser lineales, circulares o elípticos, y cada uno de ellos a su vez, total o parcial, en función de los valores de los dos coeficientes de transmisión en amplitud. Si un sistema rota las componentes ortogonales del haz un determinado ángulo, se denomina *rotor* y si atenúa por igual las dos componentes, se trata de un *filtro neutro*.

La matriz de Mueller asociada a un polarizador lineal parcial referida a sus ejes, con coeficientes principales de transmisión en amplitud p_1 y p_2 es [Theocaris y Gdoutos, 1979]:

$$M_p^0(p_1, p_2) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} p_1^2 + p_2^2 & p_1^2 - p_2^2 & 0 & 0 \\ p_1^2 - p_2^2 & p_1^2 + p_2^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2p_1p_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2p_1p_2 \end{pmatrix} \tag{2.8}$$

donde el índice superior de $M_p^0(p_1, p_2)$ indica la orientación del eje de mayor transmisión y el inferior que se trata de un polarizador. Los parámetros entre paréntesis representan si el elemento de polarización es parcial o total. Cuando uno de los dos coeficientes de transmisión es nulo el polarizador lineal es total, con una matriz de Mueller designada por M_p^α .

La relación entre la matriz de Mueller de un polarizador lineal cuyo eje de transmisión forma un ángulo $\alpha + \theta$ con el eje X de referencia y aquella cuando el ángulo es θ , es [Azzam y Bashara, 1992]:

$$M_p^{\alpha+\theta} = M_R(\alpha) \cdot M_p^\theta \cdot M_R(-\alpha) \tag{2.9}$$

donde la M_R es la matriz de un rotor, dada por:

$$M_R(\alpha) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\alpha & -\text{sen} 2\alpha & 0 \\ 0 & \text{sen} 2\alpha & \cos 2\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{2.10}$$

De esta forma, cuando el eje principal de mayor transmisión tiene un acimut α ($\theta=0$) con respecto al eje X de referencia, la matriz queda:

$$\dot{M}_P^0(p_1, p_2) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} p_1^2 + p_2^2 & c(p_1^2 - p_2^2) & s(p_1^2 - p_2^2) & 0 \\ c(p_1^2 - p_2^2) & c^2(p_1^2 + p_2^2) + 2p_1p_2s^2 & sc(p_1 - p_2)^2 & 0 \\ s(p_1^2 - p_2^2) & sc(p_1 - p_2)^2 & s^2(p_1^2 + p_2^2) + 2p_1p_2c^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2p_1p_2 \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

donde $c = \cos 2\alpha$, $s = \sin 2\alpha$.

La matriz de un polarizador total ($p_2=0$ y $p_1=1$) cuyo eje de transmisión forma un ángulo α con el eje X es:

$$M_P^\alpha = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & c & s & 0 \\ c & c^2 & c \cdot s & 0 \\ s & c \cdot s & s^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

Un polarizador lineal total con acimut α , se puede representar en la esfera de Poincaré por un eje que pasa por el origen, está contenido en el plano del Ecuador y forma un ángulo 2α con el eje positivo de las X, medido en sentido antihorario. Cualquier estado de polarización que incida sobre el medio, saldrá polarizado linealmente en la dirección que marca este eje de transmisión (figura 2.3a). El efecto del polarizador sobre un estado de polarización arbitrario es una transformación en luz polarizada linealmente con acimut α a la salida del sistema, además de una reducción de intensidad.

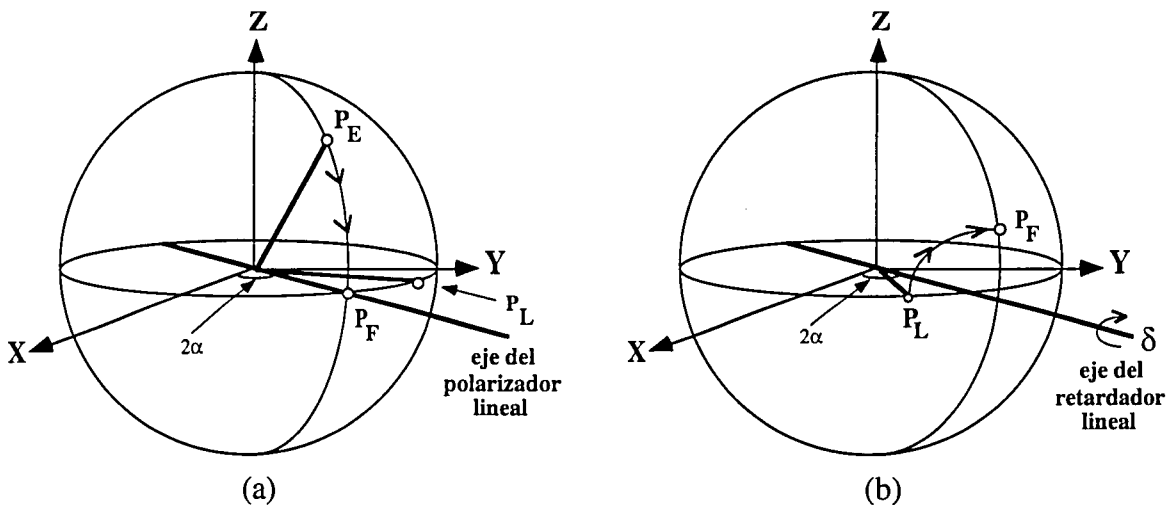


Figura 2.3: (a) Efecto de un polarizador lineal total con acimut α (no se representa la disminución de intensidad), sobre un estado de polarización elíptico, P_E y uno lineal, P_L . (b) Efecto de un retardador lineal con acimut α y retardo δ , sobre un estado de polarización P_L . P_F representa el vector de Stokes final.

Un retardador se define como un elemento que, sin variar apreciablemente la intensidad o el grado de polarización de un haz monocromático polarizado, lo separa en dos componentes polarizadas ortogonalmente, desfasando una respecto a la otra un ángulo δ y volviéndolas a recombinar a la salida [Shurcliff, 1962]. En estos sistemas existen dos ejes (líneas neutras) caracterizados por dos índices de refracción diferentes (apartado 2.1.2.3), denominados rápido y lento. Cada una de las componentes en que se divide la luz viaja a lo largo de uno de ellos, lo que da lugar a una diferencia en el camino óptico, que a su vez lleva asociado un retardo. En la esfera

de Poincaré un retardador lineal produce un giro de ángulo δ en sentido horario del vector de Stokes de entrada (figura 2.3b), en torno a un eje (autovector del retardador). La matriz de Mueller de un retardador lineal que introduce un desfase de δ y cuyo eje rápido forma un ángulo α con el eje X de referencia es [Theocaris y Gdoutos, 1979]:

$$M_{\delta}^{\alpha} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & c^2 + s^2 \cos \delta & sc(1 - \cos \delta) & -s \cdot \text{sen} \delta \\ 0 & sc(1 - \cos \delta) & s^2 + c^2 \cos \delta & c \cdot \text{sen} \delta \\ 0 & s \cdot \text{sen} \delta & -c \cdot \text{sen} \delta & \cos \delta \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

Debido la existencia de reflexiones internas múltiples, todo retardador presenta en realidad diferente transmitancia para luz polarizada lineal según sus dos líneas neutras. Este efecto da lugar a un retardador parcial que es equivalente a un retardador total, junto con un polarizador lineal parcial alineado con él [Clarke y Grainger, 1974]. Si el retardador es total y elíptico, con elipticidad ω , su matriz de Mueller se expresa como [Kliger *et al.*, 1990]:

$$M_{\delta}^{\alpha}(\omega) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & D^2 - E^2 - F^2 + G^2 & 2(DE + FG) & -2(DF + EG) \\ 0 & 2(DE - FG) & -D^2 + E^2 - F^2 + G^2 & 2(DG - EF) \\ 0 & -2(DF - EG) & -2(DG + EF) & -D^2 - E^2 + F^2 + G^2 \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

con:

$$\begin{aligned} D &= \cos(2\omega) \cdot \cos(2\alpha) \cdot \text{sen}\left(\frac{\delta}{2}\right) & E &= \cos(2\omega) \cdot \text{sen}(2\alpha) \cdot \text{sen}\left(\frac{\delta}{2}\right) \\ F &= \text{sen}(2\omega) \cdot \text{sen}\left(\frac{\delta}{2}\right) & G &= \cos\left(\frac{\delta}{2}\right) \end{aligned} \quad (2.15)$$

2.1.2 Efectos de un sistema sobre el estado de polarización

Dependiendo, tanto de la naturaleza interna del medio, como de su estructura macroscópica, los cambios producidos sobre el estado de polarización de la luz incidente son diferentes. Estos efectos están incluidos en los elementos de las matrices de Mueller y se describen a continuación.

2.1.2.1 Dicroísmo

Es el fenómeno de polarización parcial por absorción selectiva de una de las componentes ortogonales del estado de polarización del haz de luz incidente (ecuación (2.11)). Un material dicroico actúa como si separase la luz en dos componentes (con polarizaciones ortogonales entre sí) y absorbe más una de ellas. Es el caso de la turmalina, que presenta una notable absorción que depende de la orientación de la vibración incidente, o de un polariode sintético. Esta propiedad la poseen los materiales denominados *polarizadores*.

El cociente $R_{\tau} = p_1/p_2$ se denomina *razón de transmitancias en amplitud*. La *razón dicroica del medio RD*, es el cociente entre las transmitancias en intensidad:

$$RD = \frac{p_1^2}{p_2^2} \quad (2.16)$$

En un polarizador de alta calidad el valor de R_t puede ser mayor de 10^5 , para longitudes de onda en la parte central de su rango útil. La inversa de la razón dicróica es la *razón de extinción* τ , que en función de los elementos de la matriz de Mueller se expresa como:

$$\tau = \frac{m_{00} - (m_{01}^2 + m_{02}^2 + m_{03}^2)^{1/2}}{m_{00} + (m_{01}^2 + m_{02}^2 + m_{03}^2)^{1/2}} \quad (2.17)$$

El dicroísmo es un fenómeno intrínseco basado en las propiedades de absorción internas del material. Sin embargo, Hemenger expuso la existencia de un dicroísmo de forma, que no requiere absorción anisótropa y está asociado a la estructura macroscópica del material (disposición estructural de las fibras que lo componen) [Hemenger, 1982].

En la bibliografía aparecen dos métodos para calcular el dicroísmo utilizando la matriz de Mueller del sistema. Una de ellas [Dreher *et al.*, 1992] calcula los vectores resultado de multiplicar por dicha matriz de Mueller, dos vectores de Stokes ortogonales, S_a y S_b :

$$\begin{aligned} M \cdot S_a &= S'_a \\ M \cdot S_b &= S'_b \end{aligned} \quad (2.18)$$

La razón de extinción es el cociente entre las intensidades I_p , de las componentes totalmente polarizadas de los vectores de salida:

$$\tau = \frac{I_p(S'_a)}{I_p(S'_b)} \quad (2.19)$$

Se modifican las parejas de vectores ortogonales (S_a y S_b) sobre la esfera de Poincaré, hasta que la razón de extinción sea mínima. La dirección del vector S_b que hace mínima τ , indica el eje del dicroísmo en la esfera. La expresión $1-\tau$ se define como *cantidad de dicroísmo*, que para un material completamente dicróico (como sería el caso de un polarizador total) es la unidad.

El otro método es similar [Pelz, 1997] y consiste en calcular el vector de Stokes cuya parte polarizada da la intensidad máxima transmitida por el sistema (la mayor transmitancia). Conocido este vector, el diametralmente opuesto a él en la esfera de Poincaré es su ortogonal, cuya intensidad transmitida será mínima (la peor transmitancia). El cociente entre estas intensidades es la razón dicróica:

$$RD = \frac{I_{\max}}{I_{\min}} = \frac{\sqrt{S_1'^2(\max) + S_2'^2(\max) + S_3'^2(\max)}}{\sqrt{S_1'^2(\min) + S_2'^2(\min) + S_3'^2(\min)}} \quad (2.20)$$

2.1.2.2 Diatenuación

La *diatenuación* es la propiedad de algunos sistemas en los que la transmitancia en intensidad depende del estado de polarización incidente [Chipman, 1989]. Físicamente, un *diatenuador* es un medio que por algún procedimiento (absorción selectiva, reflexión, refracción, difracción, *scattering*,...) descompone la luz en dos haces con polarizaciones ortogonales entre sí y atenúa uno más que otro. La diferencia esencial con un material dicróico es que en un diatenuador la descomposición en dos haces no quiere decir necesariamente que éstos se separen espacialmente. Entre los ejemplos más comunes de diatenuación, se incluye la reflexión de la luz en la interfase de un dieléctrico, donde ésta se descompone en dos haces con polarizaciones lineales (paralela y perpendicular al plano de incidencia) que verifican las ecuaciones de Fresnel y donde una componente de la luz se refleja más que la otra (se atenúa menos). Atendiendo a la luz refractada ocurre algo similar. El efecto producido por un polarizador es un caso particular. En consecuencia se puede decir que los materiales dicróicos son diatenuadores, pero no todo diatenuador es dicróico. Así, algunos autores dejan de utilizar los términos de polarizador parcial o total y lo sustituyen por el término diatenuador. Sobre estos elementos de polarización la literatura es escasa.

Un diatenuador no produce ningún retardo y su matriz tiene cuatro grados de libertad, uno asociado a la transmitancia del sistema para luz no polarizada y otros tres ligados al vector de diatenuación [Lu y Chipman, 1994]. El eje del diatenuador tiene la misma dirección que el autovector con mayor transmitancia en intensidad. La diatenuación D , se define como [Chipman, 1989]:

$$D = \frac{|p_1^2 - p_2^2|}{|p_1^2 + p_2^2|} \quad (0 \leq D \leq 1) \quad (2.21)$$

donde p_1 y p_2 son las transmitancias en amplitud de la ecuación (2.11). En función de los elementos de la matriz de Mueller, la diatenuación se expresa como:

$$D = \frac{1}{m_{00}} \sqrt{m_{01}^2 + m_{02}^2 + m_{03}^2} \quad (2.22)$$

El valor máximo de diatenuación ($D=1$) se alcanza en el caso de un polarizador lineal homogéneo. A veces a la diatenuación, se le denomina *sensibilidad a la polarización* [Chipman 1995]. La sensibilidad a la polarización lineal o la *diatenuación lineal* D_L , caracteriza la variación de la transmitancia en intensidad con los estados de polarización lineal incidente. Esta diatenuación lineal es lo que Howell denominó *grado de polarización lineal* [Howell, 1979].

2.1.2.3 Birrefringencia

Algunas sustancias son ópticamente anisótropas debido a la disposición de los átomos en la estructura interna del material. Los átomos no están dispuestos de forma totalmente simétrica y las fuerzas de enlace no son iguales en todas las direcciones. Esta anisotropía en las fuerzas de enlace se manifestará en una anisotropía en el índice de refracción. En estos medios, un haz de luz con

una frecuencia determinada se propaga dentro del material de manera diferente según el estado de polarización. Un material de este tipo que exhibe dos índices de refracción diferentes se denomina *birrefringente*. Si un haz incide en un material de este tipo (figura 2.4), se desdobra en dos, con estados de polarización ortogonales, que se propagan dentro del medio a velocidades diferentes (debido a los índices de refracción distintos). Uno de los haces se denomina *ordinario* (con índice n_o) y está en el plano que contiene al rayo incidente y a la normal a la superficie y el otro, *extraordinario* (con índice n_e), que en general no es coplanario con el anterior. La diferencia de índices $\Delta n = n_e - n_o$ se denomina *birrefringencia*.

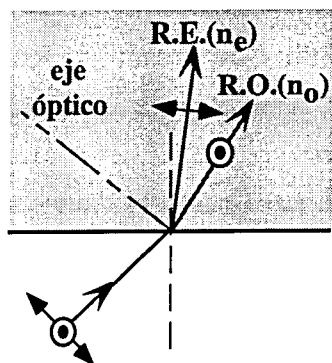


Figura 2.4: Efecto de un material birrefringente sobre un haz que incide sobre él. R.O., rayo ordinario; R.E., rayo extraordinario.

Según la dependencia entre la velocidad de la luz y dirección de propagación, estos medios se clasifican en *uniáxicos* y *biáxicos* [Born y Wolf, 1980]. En un cristal uniáxico, las velocidades de propagación en las direcciones X e Y son iguales, pero la de la dirección Z es diferente. En una lámina de cristal biáxico, las velocidades en las tres direcciones perpendiculares son diferentes. Si el haz incidente forma un ángulo con la dirección Z de una lámina de cristal uniáxico, las dos componentes en las que éste se descompone, emergen del cristal con una diferencia de fase, denominada *retardo de la lámina*. Este es el efecto producido por los elementos llamados *retardadores* (apartado 2.1.1). La relación entre la birrefringencia y el retardo introducido por un material birrefringente, cuando se ilumina con un haz de longitud de onda λ es:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot d \cdot \Delta n \quad (2.23)$$

donde Δn es la birrefringencia del material y d su espesor. Este retardo va incluido en los elementos de la matriz de Mueller de un retardador (ecuaciones (2.13) y (2.14)).

La birrefringencia descrita es la denominada *birrefringencia intrínseca*, asociada a la estructura interna del material. También se puede hablar de la *birrefringencia de forma* o *estructura birrefringente* [Hemenger, 1989] que posee, por ejemplo, un sistema formado por un conjunto de cilindros paralelos inmersos en un medio uniforme. En una sustancia de este tipo, el eje extraordinario es paralelo a la dirección de los cilindros (eje óptico) y el ordinario, perpendicular. Existen otros tipos de birrefringencia, como es el caso de la *birrefringencia por tensión*, más conocida como *fotoelasticidad* [Theocaris y Gdoutos, 1979] y la introducida por elementos electro-ópticos como es el caso de los cristales líquidos o de las células Pockels [Saleh y Teich, 1991].

2.1.2.4 Despolarización

Un medio que produce despolarización es aquel en el cual el vector de Stokes de la luz emergente posee un grado de polarización menor del que tenía al entrar. La condición necesaria y suficiente para que una matriz de Mueller M , represente un medio que no despolariza la luz totalmente polarizada que le llega es [Gil y Bernabeu, 1985]:

$$\text{Tr}(M^T \cdot M) = 4 \cdot m_{00}^2 \quad (2.24)$$

En la bibliografía, son varias las expresiones expuestas para calcular el *grado de polarización de un sistema* en función de los elementos de su matriz de Mueller. Entre ellas conviene destacar una de las más usadas [Chipman, 1995], que se expresa como:

$$G_T = \frac{\sqrt{\left(\sum_{i,j=0}^3 m_{ij}^2\right) - m_{00}^2}}{\sqrt{3} \cdot m_{00}} \quad (2.25)$$

A veces, en lugar del grado de polarización de un medio se habla de *índice de despolarización* [Gil y Bernabeu, 1986]. Este índice se designa por $P_D = 1 - G_T$, que será nulo, cuando el medio no despolarice la luz totalmente polarizada que le llega.

2.1.2.5 Polarizancia

La *polarizancia* P , se define como el grado de polarización de la luz que emerge de un sistema cuando la luz incidente no está polarizada [Shurcliff, 1962]. En función de los elementos de la matriz de Mueller este parámetro se expresa como:

$$P = \frac{\sqrt{m_{10}^2 + m_{20}^2 + m_{30}^2}}{m_{00}} \quad (0 \leq P \leq 1) \quad (2.26)$$

Este concepto se puede generalizar con un vector polarizancia \bar{P} , definido como [Lu y Chipman, 1996]:

$$\bar{P} = \begin{pmatrix} p_1 \\ p_2 \\ p_3 \end{pmatrix} = \frac{1}{m_{00}} \begin{pmatrix} m_{10} \\ m_{20} \\ m_{30} \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

cuyo módulo es la polarizancia.

Físicamente, las componentes del vector polarizancia corresponden al grado de polarización horizontal, lineal a 45° y circular, producidos por el sistema sobre la luz incidente no polarizada. Es decir, los elementos de la primera columna de la matriz de Mueller de un sistema (m_{00} , m_{10} , m_{20} , m_{30}) contienen el vector de Stokes que emerge cuando incide luz natural y sirven para analizar el grado de polarización de la luz emergente.

Este concepto de polarizancia es similar a los denominados *índices de polarización directa* (P_A) y *recíproca* (P_B) [Gil y Bernabeu, 1986], que dan información sobre la capacidad de un sistema para aumentar el grado de polarización de la luz que incide sobre él.

2.2 Propiedades y efectos de polarización en el ojo

En este apartado se hace una revisión general de los efectos de la polarización en el ojo. Se ha dividido en dos partes: en la primera se tratan independientemente las propiedades de polarización de cada uno de los medios que componen el sistema ocular y en la segunda se exponen los efectos de despolarización producidos sobre la luz que realiza un doble paso a través de los medios oculares y se refleja en la retina.

2.2.1 Propiedades de polarización en el ojo

Sea un haz de luz totalmente polarizado representado por un vector de Stokes $S_p(i)$, que incide en el ojo (figura 2.5). El haz atraviesa la córnea, el humor acuoso, el cristalino y el humor vítreo, transformándose en el vector $S_p(c)$, antes de llegar a la retina.

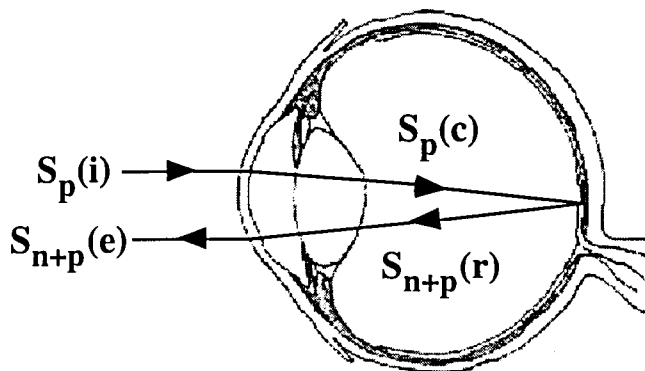


Figura 2.5: Cambios esperados en el estado de polarización de la luz que realiza un doble paso a través de los medios oculares y una reflexión en la retina. Los subíndices p y $n+p$ de los vectores de Stokes representan luces total y parcialmente polarizadas, respectivamente.

Debido a la naturaleza birrefringente de la córnea [Stanworth y Naylor, 1950a], ésta produce el primer cambio en el estado de polarización. Su comportamiento, aunque biáxico en conjunto [van Blokland y Verhelst, 1987], en su parte central se puede aproximar por un retardador fijo. Los humores son ópticamente inactivos [Bour y Lopes Cardozo, 1981] por lo que no se espera que produzcan cambios. El cristalino contribuye con un pequeño retardo [Klein Brink, 1991]. Debido a la estructura compleja de la retina, los efectos sobre la luz polarizada en esa zona son complicados, pues incluye procesos de *scattering* y despolarización. En la membrana limitante interna puede producirse reflexión especular debido a un cambio abrupto del índice de refracción entre el humor vítreo y la retina [van Blokland, 1986a]. La luz, al pasar por las fibras birrefringentes de la capa de Henle de la fóvea (axones de los fotorreceptores), sufre un cambio adicional. Los fotorreceptores tienen un índice de refracción ligeramente mayor que el de su entorno y el pigmento que los llena es de naturaleza dicróica [Bone y Landrum, 1984]. Detrás del mosaico de fotorreceptores se sitúa el epitelio pigmentario y la luz que atraviesa esta zona sufre *scattering* en la coroides. En las zonas retinianas de la periferia, el cambio en el estado de

polarización depende fundamentalmente del espesor de la capa de fibras nerviosas que, emergiendo radialmente de la fovea se dirigen a la papila. Tras la reflexión, la luz que emerge de la retina está parcialmente polarizada y tiene asociado un vector de Stokes $S_{n+p}(r)$. La luz, en el camino de vuelta atraviesa los mismos medios que en la ida, de tal forma que el vector a la salida del ojo será $S_{n+p}(e)$.

A continuación se describen las partes fundamentales del ojo y se resumen los resultados obtenidos por diferentes autores, en cuanto a sus propiedades de polarización.

2.2.1.1 Córnea

La córnea es un tejido vivo transparente que constituye el primer dioptrio ocular. Se divide en cinco estratos o capas bien diferenciadas (figura 2.6): el epitelio, la membrana de Bowman, el estroma, la membrana de Descemet y el endotelio. Epitelio y endotelio son barreras naturales de células y pueden considerarse ópticamente isótropos, por lo que no influirán sobre el cambio en el estado de polarización de la luz. La membrana de Bowman es una estructura acelular, considerada como la capa anterior del estroma y la membrana de Descemet, es la lámina basal del endotelio, constituida por una fina red de fibras colágenas.

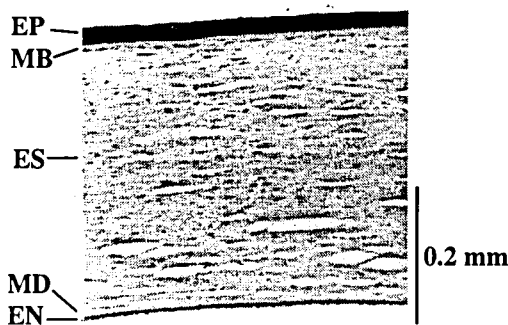


Figura 2.6: Corte histológico de la córnea. EP, epitelio; MB, membrana de Bowman; ES, estroma; MD, membrana de Descemet; EN, endotelio (adaptado de [Pepose y Ubels, 1994]).

El estroma es la parte principal de la córnea y constituye el 90% de su espesor. Está compuesto por colágeno en fibras, sumergido en una sustancia fundamental de polisacáridos. En lo que se refiere al estudio óptico, la córnea se considera formada únicamente por colágeno, que es ópticamente anisótropo y se desprecian los efectos ópticos de células y fibras nerviosas que la recorren. La sustancia fundamental es ópticamente isótropa a todos los efectos. El estroma está dividido en unas 100 capas de fibras de colágeno (lamelas del estroma) colocadas paralelamente a la superficie (figura 2.7). Las lamelas no se encuentran aisladas unas de las otras discurriendo al azar por la cornea, sino que se agrupan en paquetes o láminas. Aunque las fibras de cada lamela individual son paralelas, las fibras de la lamela adyacente forman ángulos grandes con las de sus vecinos, pero nunca cambian de dirección ni se cruzan. Una lamela individual posee estructura birrefringente. Esta birrefringencia de forma surge de una anisotropía estructural en la disposición de las fibras de colágeno. Por otra parte, la birrefringencia intrínseca se debe a las propias moléculas del colágeno. La birrefringencia total de una lamela individual es igual a la suma de la estructura birrefringente (75% [Maurice, 1984]) y la birrefringencia intrínseca de las propias fibras. Para entender la birrefringencia corneal cada lamela se ha considerar como una lámina

birrefringente con su eje óptico contenido en dicho plano y paralelo a la dirección de las fibras de colágeno. El modelo más simple del estroma consiste en un conjunto de lamelas birrefringentes cuyos ejes ópticos forman ángulos aleatorios entre sí.

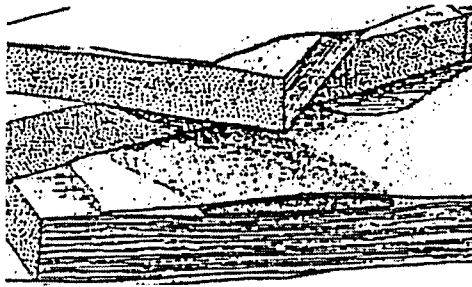


Figura 2.7: Disposición de las lamelas en el estroma corneal.

Usando luz azul, de Vries y colaboradores midieron retardos entre 30° y 90° para la córnea humana en vivo y un eje lento con dirección nasal-inferior (entre 10° y 30°) [de Vries *et al.*, 1953]. Las medidas se realizaron incidiendo con luz circular. Estos retardos implican que la córnea se comporta como una lámina retardadora fija con una birrefringencia, que dependiendo de los sujetos varía entre 0.0001 y 0.00015. En estudios de córneas *in vitro* de gatos se encontró una birrefringencia despreciable en el centro y un valor de 0.00012 en zonas periféricas [Stanworth y Naylor, 1950a]. Estos resultados sugirieron que la distribución de las lamelas es aleatoria y que la córnea se comporta como un cristal uniáxico, con su eje óptico perpendicular a la superficie y el eje lento en dirección radial. Los datos difieren del valor de 0.0014, encontrado posteriormente por los mismos investigadores [Stanworth y Naylor, 1953]. Post y Gurland, con luz de 632.8 nm y utilizando un método de *scattering* con incidencia oblicua, obtuvieron un valor de 0.0017 para la birrefringencia en la parte central de la córnea *in vitro* de gatos [Post y Gurland, 1966]. Concluyeron que la estructura tiene simetría axial, pero hay regiones localizadas donde un número alto de fibras están orientadas en una dirección preferencial. Kaplan y Bettelheim encontraron los mismos resultados en córneas de bobinos *in vitro*, usando también luz roja, además de una lámina $\lambda/4$ y un polarizador como analizadores [Kaplan y Bettelheim, 1972]. De igual forma, Shute y Cope propusieron una orientación preferencial del colágeno en la córnea humana [Shute, 1974; Cope *et al.*, 1978]. Bour y Verhoosel observaron un aumento del retardo con la excentricidad [Bour y Verhoosel, 1979].

Bour y Lopes Cardozo estudiaron la birrefringencia de la córnea humana en vivo en función de la excentricidad del haz de entrada, con una longitud de onda de 633 nm, proyectando patrones de interferencia sobre la retina [Bour y Lopes Cardozo, 1981]. El retardo que encontraron era prácticamente nulo en el centro de la pupila y tomaba valores entre 50° y 100° en los márgenes. La birrefringencia media obtenida fue de 0.002 y el eje lento era paralelo a la superficie. Por tanto, y como otros autores habían sugerido anteriormente, la córnea se comporta como un cristal uniáxico.

No obstante, Maurice comprobó que las córneas de muchas especies exhiben un comportamiento de cristal biáxico con dos ejes ópticos [Maurice, 1984]. Esto sugiere que las lamelas no están orientadas de forma completamente aleatoria, sino que tienen una dirección

preferente y un modelo de retardador fijo para la córnea no es apropiado para zonas excéntricas. Esto apoya los estudios con patrones de *scattering* de McCally y Farrell en córneas de conejos *in vitro* [McCally y Farrell, 1982]. Van Blokland y Verhelst, haciendo uso de técnicas elipsométricas y utilizando luz de 514 nm, midieron el comportamiento biáxico de la córnea humana en varios sujetos [van Blokland y Verhelst, 1987]. En este modelo biáxico, la córnea tiene dos ejes lentos: uno perpendicular (eje Z) a la superficie de la córnea, cuya birrefringencia con respecto al eje X (paralelo a la córnea) es de 0.00159 y otro también perpendicular al X (eje Y), pero contenido en el plano paralelo a la córnea cuya birrefringencia, también con respecto al X es de 0.00014. El eje más lento (Y) apunta en la dirección nasal-inferior.

Ichihashi y colaboradores han comparado patrones de birrefringencia corneal reales con modelos simulados, concluyendo que la presión intraocular y los músculos oculares no actúan uniformemente en los dos ojos [Ichihashi *et al*, 1995]. Donohue modeló numéricamente la estructura de las lamelas, de tal forma que comparando sus resultados numéricos con datos experimentales anteriores, expuso que la orientación de las lamelas no es aleatoria, sino que una gran fracción de ellas está orientada en una dirección preferencial fija [Donohue *at al.*, 1995]. Pelz ha comprobado que la dirección del eje óptico de las lamelas es paralelo a la dirección de las fibras, usando un microscopio confocal [Pelz, 1997]. Además, calculó las matrices de Mueller de las córneas de varios sujetos en vivo, comprobando nuevamente que en su parte central se comporta como una lámina retardadora fija con birrefringencia lineal, cuyo eje lento está entre 0° y 40° en la dirección nasal-inferior y su retardo entre 15° y 30° . Estos métodos polarimétricos de medida de la birrefringencia corneal facilitan el diagnóstico de patologías [Jankowska *et al.*, 1996]. Recientemente Pierscionek y Weale, estudiando las imágenes de Purkinje, además de la birrefringencia lineal de la córnea han encontrado birrefringencia circular, atribuida a la posible existencia de actividad óptica [Pierscionek y Weale, 1998].

La estructura birrefringente de la córnea se pone de manifiesto en el denominado *patrón de birrefringencia corneal* (figura 2.8). Dicho patrón tiene forma de cruz oscura sobre un fondo brillante y se ve colocando dos polarizadores lineales con sus ejes de trasmisión cruzados, en los caminos de entrada y salida.



Figura 2.8: Cruz de polarización corneal [Pelz, 1997].

La tabla 2.1 resume los resultados obtenidos por diferentes autores sobre la birrefringencia de la córnea.

	retardo	eje lento	λ (nm)	Δn
[de Vries <i>et al.</i> , 1953]	constante (entre 30° y 90°)	paralelo N-I (10°-30°)	460-500	0.0001-0.00015
[Stanworth y Naylor, 1950a]	variable del centro (0°) a la periferia	paralelo	verde	$\Delta n_{xy} \approx 0$ (centro) $\Delta n_{xy} = 0.00012$
[Post y Gurland, 1966]	----	----	632.8	0.0017
[Bour y Lopes Cardozo, 1981]	0° (centro) 50°-100° (perif.)	paralelo	633	0.002
[van Blokland y Verhelst, 1987]	55°	perpendicular paralelo (N-I)	514	$\Delta n_{xy} = 0.00014$ $\Delta n_{xz} = 0.00159$
[Pelz, 1997]	30°-60°	0°-40° (N-I)	785	----

Tabla 2.1: Retardo en un doble paso, orientación del eje lento y birrefringencia de la córnea para distintas longitudes de onda. Paralelo y perpendicular indican con dirección paralela y perpendicular a la superficie de la córnea; N-I representa la dirección nasal-inferior y $\Delta n_{ij} = n_i - n_j$.

La córnea en conjunto se comporta como un cristal biáxico, con anisotropía en tres direcciones. Este comportamiento se debe fundamentalmente a que las lamelas no están orientadas de forma completamente aleatoria, sino que una fracción alta tiene una dirección preferencial. La estructura tiene dos ejes lentos (figura 2.9), uno paralelo a la superficie de la córnea (eje Y) y otro perpendicular a ésta (eje Z). La birrefringencia en la dirección del eje paralelo es del orden de 10 veces menor que en la perpendicular. En un haz de luz que incide perpendicularmente sobre la parte central de la córnea o con un pequeño ángulo, se producirá un retardo constante asociado a un eje lento nasal-inferior, pues la anisotropía XY domina sobre la XZ en esa zona. En los márgenes de la pupila o para ángulos de incidencia grandes, el retardo estará dominado por la anisotropía XZ y la córnea se puede considerar como una lámina retardadora uniáxica.

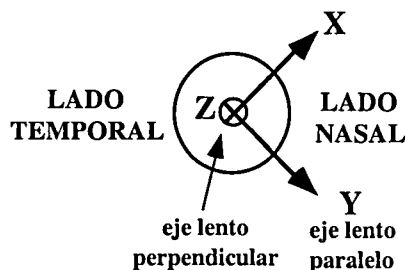


Figura 2.9: Orientación de los ejes lentos asociados a la estructura biaxial de la córnea.

2.2.1.2 Cristalino

El cristalino está situado detrás del iris, en contacto con el humor acuoso por su cara anterior y con el cuerpo vítreo en la posterior. Es el elemento responsable del mecanismo acomodativo y crece en peso y tamaño durante toda la vida. Está formado por fibras transparentes dispuestas de forma regular, que van de la cara anterior a la posterior.

Puesto que a efectos de polarización, el humor acuoso no parece producir ningún cambio [Bour y Lopes Cardozo, 1981; Bour, 1991], el cristalino es el siguiente elemento que puede influir en el cambio en el estado de polarización de la luz que lo atraviesa. En 1816, Brewster inició el estudio de sus propiedades, colocando un cristalino aislado de bacalao entre dos polarizadores lineales cruzados. Casi medio siglo después, se encontró que el cristalino humano se comporta como una lámina birrefringente uniáxica con el núcleo y las capas externas positivos y el cortex negativo (ver referencias citadas en [Klein Brink, 1991]). Bettelheim midió retardos en muestras delgadas de cristalinos de bovinos, encontrando que tanto en la zona del núcleo como en el tejido cortical, la birrefringencia es muy pequeña, entre 10^{-6} y 10^{-7} [Bettelheim, 1975]. También calculó los valores de la birrefringencia de forma e intrínseca, asociados a la disposición estratificada de las fibras y a la anisotropía óptica de las moléculas respectivamente, deduciendo que tienen aproximadamente la misma magnitud pero distinto signo. Weale encontró que la contribución del cristalino a la birrefringencia total es muy pequeña, menos de 3° a 500 nm [Weale, 1978]. Además, investigó la influencia de la edad en la birrefringencia del cristalino humano *in vitro* [Weale, 1979]. A lo largo de una línea entre los dos polos del cristalino, la birrefringencia calculada estaba entre 10^{-5} y 10^{-6} , es decir, un orden de magnitud por encima de lo calculado por Bettelheim. Los resultados muestran que en valor absoluto, la birrefringencia tiende a aumentar con la edad. Klein Brink estudió la birrefringencia del cristalino en vivo, utilizando la elipsometría de matrices de Mueller [Klein Brink, 1991]. Realizó medidas en varios sujetos con tres longitudes de onda diferentes y dos estados acomodativos (0 y 5 D), analizando la contribución de los dos tipos de birrefringencia a la birrefringencia total. Concluyó que en el cristalino la birrefringencia intrínseca y la de forma se cancelan entre sí.

El cristalino, aunque birrefringente como la córnea, lo es en menor medida (casi 2 órdenes de magnitud). Existe tanto birrefringencia de forma asociada a la estructura de las fibras, como intrínseca, resultado de la composición de éstas. Sin embargo, la contribución al retardo total introducido por el ojo es mínima, pues los dos tipos de birrefringencia se cancelan entre sí.

2.2.1.3 Retina

La retina es una membrana delgada y transparente que cubre la cara interna de los dos tercios posteriores de la pared del globo ocular, separada del humor vítreo por la membrana limitante interna. Su espesor es máximo (0.5 mm) alrededor de la papila, disco óptico o cabeza del nervio óptico. En la proximidad del polo posterior y en una dirección ligeramente temporal-inferior está situada la mácula, área circular de unos 5 mm de diámetro en cuyo centro, aproximadamente a 3.5 mm de la papila en dirección temporal, se encuentra la fovea. El espesor en la parte central es de unos 0.1 mm y en su periferia va desde 0.2 mm en el lado temporal hasta 0.3-0.4 mm en el nasal.

En la figura 2.10 se muestra un esquema de la estructura retiniana en la zona foveal. Es importante destacar que en la fovea, los cuerpos celulares están desplazados lateralmente, dando lugar a una depresión de aproximadamente 5° . En su centro existe una región de 54 minutos de arco, denominada *fovea central* o *foveola*, donde sólo existen fotorreceptores (conos), sin estructura nerviosa delante de ellos.

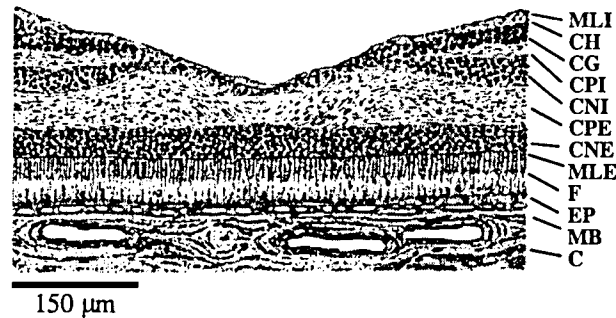


Figura 2.10: Estructura retiniana. MLI, membrana limitante interna; CH, capa de fibras nerviosas de Henle; CG, capas de células ganglionares; CPI, capa plexiforme interna; CNI, capa nuclear interna; CPE, capa plexiforme externa; CNE, capa nuclear externa; MLE, membrana limitante externa; F, mosaico de fotorreceptores; EP, epitelio pigmentario; MB, membrana de Bruch; C, coroides (adaptado de [Grehn y Leydhecker, 1995]).

Los estudios de la retina a nivel de polarización son numerosos y todos ellos coinciden en que presenta naturaleza dicróica y birrefringente. DeVries y colaboradores midieron la razón dicróica del pigmento macular (situado entre las dos membranas limitantes) encontrando un valor de 1.024 para luz azul [deVries *et al.*, 1953]. El pigmento tiene una larga cadena de moléculas con mayor coeficiente de absorción a lo largo de la dirección del eje [Bone, 1976], que le proporciona carácter dicróico. Bone supuso una disposición de las moléculas del pigmento macular como la de la figura 2.11, en la cual el rectángulo representa la zona central de la fovea donde las moléculas son aproximadamente paralelas entre sí [Bone, 1980]. Posteriormente, Bone y Landrum mostraron las cualidades dicróicas de dichas moléculas basándose en esta disposición [Bone y Landrum, 1983]. Por otra parte, la rodopsina presente en los segmentos externos de los bastones, aporta carácter tanto dicróico como birrefringente [Liebman *et al.*, 1974].

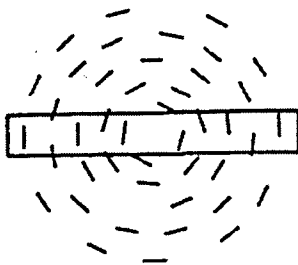


Figura 2.11: Distribución de las moléculas del pigmento en la mácula [Bone, 1980].

Hemenger propuso un modelo matemático para la naturaleza del dicróismo del pigmento macular, teniendo en cuenta que la luz polarizada en dirección perpendicular a las fibras de Henle de la capa plexiforme externa, se absorbía en mayor proporción que en la dirección paralela [Hemenger, 1982]. Con este modelo mostró que el dicróismo macular no se debe a la orientación de las moléculas de pigmento, sino a la estructura de la capa de fibras de Henle, que posee un dicróismo de forma debido al tamaño, disposición e índice de refracción de las fibras con relación

al medio en el que están inmersas. Expuso también que el dicroísmo de esta capa implica birrefringencia y viceversa. El estudio concluye con un valor de 1.06 para la razón dicroica con una longitud de onda de 460 nm. Según Bone y Landrum, esta razón dicroica es demasiado baja, por lo que además de dicroísmo de forma, hay una contribución importante de dicroísmo intrínseco [Bone y Landrum, 1984] asociado a la distribución preferencial (y no aleatoria como suponía Hemenger) de moléculas de pigmento. Hochheimer y Kues, tomando fotografías de retinas humanas *in vitro* con polarizadores cruzados, estudiaron la formación del patrón denominado *cruz macular* [Hochheimer y Kues, 1982]. Sus experimentos indicaron que el patrón se debe a la birrefringencia de los segmentos externos de los fotorreceptores. A partir de esos resultados, el fenómeno de las *escobillas de Haidinger* tendría su origen en los mismos segmentos, pero el efecto se debería tanto al dicroísmo de éstos, como a la dispersión producida por la birrefringencia. La escobilla de Haidinger muestra la posibilidad que tiene el ojo humano de poder detectar luz polarizada y es un patrón que algunos observadores ven, cuando observan un campo de visión perfectamente iluminado. Hochheimer [Hochheimer, 1978] había atribuido estas cruces de polarización al dicroísmo de la capa de fibras de Henle, eliminando la posibilidad de que la responsable fuese la córnea. Las cruces de polarización en zonas excéntricas de la retina muestran que el retardo se debe a las capas de fibras nerviosas [Sommer *et al.*, 1984], que son estructuras transparentes birrefringentes [Harosi, 1981].

Utilizando polarimetría de matrices de Mueller, Dreher y colaboradores estudiaron la cantidad de dicroísmo alrededor de la papila de retinas humanas *in vitro* [Dreher *et al.*, 1992]. Pelz analizó una zona amplia de la retina ($25^{\circ} \times 12.5^{\circ}$) con luz infrarroja, encontrando un dicroísmo despreciable en la fovea y algo mayor en la papila [Pelz, 1997]. Según él, es posible que a longitudes de onda largas, las fibras nerviosas sean las únicas responsables del dicroísmo.

Klein Brink y van Blokland, usando elipsometría de matrices de Mueller con longitudes de onda entre 514 y 568 nm, encontraron que la retina, en un anillo de 2.9° en la zona parafoveal, se comporta como un cristal birrefringente uniaxial con el eje lento en dirección radial, partiendo de la fovea e introduciendo un retardo entre 14 y 20° en doble paso, [Klein Brink y van Blokland, 1988]. Este retardo está producido por la luz que pasa dos veces a través de la capa de fibras nerviosas y el sistema de fotorreceptores. El valor encontrado es mucho menor que el de 80° de Delori [Delori *et al.*, 1979]. Además expusieron, que otra posible fuente de retardo era debida a la estructura estratificada del segmento externo del mosaico de fotorreceptores, cuya disposición daría cuenta de la birrefringencia de forma.

En la zona de la papila, el efecto de la birrefringencia es mucho mayor que el dicroísmo [Dreher *et al.*, 1992]. Pelz y colaboradores, eliminando la influencia de la córnea mediante el cálculo de la matriz de Mueller de la imagen de una fuente puntual sobre la primera superficie del cristalino, estudiaron una zona extensa de la retina humana en vivo, con luz de 785 nm [Pelz *et al.*, 1996]. Sus resultados apoyan los obtenidos anteriormente, exponiendo que tanto alrededor de la fovea como en la papila, la disposición de las fibras nerviosas es la responsable de la birrefringencia lineal. Obtuvo un retardo de unos 33° alrededor de la papila y entre 11 y 17° en la zona parafoveal (4°). En la zona central de la fovea, el retardo disminuye considerablemente y el

dicroísmo es pequeño, creciendo los dos a medida que la capa de fibras neviósas aumenta su espesor.

Por otra parte, estos cambios que produce la retina sobre la luz que realiza un doble paso a través de ella se pueden aplicar a técnicas de diagnóstico clínico usadas en Oftalmología, orientadas fundamentalmente a la detección precoz de patologías [Dreher *et al.*, 1992; Pelz, 1997], que de otra manera sólo serían apreciables en etapas muy avanzadas e irreversibles.

Hay por tanto dos contribuciones al dicroísmo de la retina: una es el dicroísmo intrínseco asociado a la orientación parcialmente preferencial de las moléculas del pigmento y otra es el dicroísmo de forma de la capa de fibras de Henle. La absorción por parte del pigmento macular es bastante improbable que contribuya al dicroísmo, pues la curva no muestra absorción por encima de 525 nm y sin embargo hay evidencias de dicroísmo desde 400 hasta 685 nm e incluso un efecto residual a 745 nm [Hochheimer, 1978]. Además, Bone y Landrum [Bone y Landrum, 1984], basándose en el modelo de Hemenger, expusieron que las características del espectro de absorción del pigmento deben ser bastante diferentes de las que se conocían hasta el momento.

Por otra parte, la birrefringencia de forma se debe principalmente a la estructura radial de la capa de fibras nerviosas de Henle, aunque las moléculas de pigmento luteínico darían cuenta de la birrefringencia intrínseca, además de sus cualidades dicroicas [Bone y Landrum, 1984]. La birrefringencia de forma e intrínseca de los segmentos externos de los conos tiene una contribución menor.

A pesar de que el retardo en el ojo humano está fundamental impuesto por la birrefringencia de la córnea, hay autores que han encontrado un retardo adicional debido a la retina [Weale, 1971; Delori *et al.*, 1979; Hochheimer y Kues, 1982; Klein Brink y van Blokland, 1988; Dreher *et al.*, 1992; Pelz, 1997]. Este retardo retiniano se debe a las estructuras que muestran birrefringencia tanto de forma, como intrínseca. En la tabla 2.2 se muestran resultados de estudios previos sobre el retardo introducido por la retina exclusivamente.

	retardo	eje lento	λ (nm)	zona
[Klein Brink y van Blokland, 1988]	16°	radial	514	parafoveal (2.5°)
			568	
[Pelz, 1997]	11-17°	radial	785	parafoveal (4°)
	33°			papila

Tabla 2.2: Retardo y orientación del eje lento de la estructura birrefringente para varias zonas de la retina y diferentes longitudes de onda.

2.2.2 Efectos de despolarización en el ojo

Varios estudios encontraron una despolarización completa de la luz que vuelve de la retina tras realizar un doble paso en el ojo [Brindley y Willmer, 1952; Alpern y Campbell, 1962; Vos *et al.*, 1965]. Sin embargo, otros autores mostraron que la luz reflejada conserva en gran medida el grado de polarización [Weale, 1966; Röhler *et al.*, 1969; Charman, 1980; van Blokland, 1985]. Por otra parte, se ha encontrado que tanto en ojos humanos [Röhler *et al.*, 1969] como en los de ranas *in vitro* [Röhler y Schmielau, 1976], la luz despolarizada aumenta su grado de polarización tras reflejarse en la retina.

Weale localizó la reflexión de la fracción de luz que conserva el grado de polarización en la membrana de Bruch [Weale, 1966], mientras que estudios posteriores sugirieron que procedía de la membrana limitante interna [O'Leary y Millodot, 1978; Charman, 1980]. A diferencia de todos ellos, Röhler supuso que esa fracción polarizada se había reflejado en los segmentos externos de los fotorreceptores, mientras que la parte despolarizada lo hacía en alguna capa anterior [Röhler *et al.*, 1969; Röhler y Schmielau, 1976]. Weale también midió la variación espectral de la fracción de luz polarizada y aunque erróneamente interpretó luz elíptica como despolarizada, encontró que la parte polarizada depende de la longitud de onda empleada y del ángulo de incidencia sobre la retina, así como de la zona analizada [Weale, 1966]. Con esto, fijó el grado de polarización entre un 50 y un 80%.

Gorrand realizó experimentos utilizando un sistema polarizador-analizador, registrando mayor cantidad de luz reflejada cuando los dos son paralelos [Gorrand, 1979]. El hecho de que incluso cuando estaban cruzados se registraba luz, lo atribuyó a la birrefringencia de los medios oculares, a la despolarización debido a las propiedades difusoras de éstos y a la existencia de elementos ópticamente activos que rotan la polarización.

La tabla 2.3 presenta un resumen del grado de polarización encontrado en experimentos anteriores, así como las longitudes de onda para las cuales se realizaron. Gorrand examinó un campo retiniano de 4°, para excentricidades de 10 y 30° [Gorrand *et al.*, 1984]. Usando elipsometría de matrices de Mueller, van Blokland determinó el grado de polarización de la luz que vuelve de la retina [van Blokland, 1985], para un campo retiniano de 2° centrado en la fovea, una longitud de onda de 514 nm y unos niveles de iluminación con los que el 90% del pigmento visual está "blanqueado"¹. Posteriormente, van Blokland y van Norren realizaron el estudio a lo largo de un meridiano horizontal de la pupila y una zona de la fovea de 1.5°, encontrando que se reducía hasta un 40% cuando la luz utilizada era de 647 nm [van Blokland y van Norren, 1986]. Dreher y colaboradores, acoplaron un polarímetro de láminas rotatorias a un sistema de barrido, para el estudio de papilas de retinas humanas *in vitro* [Dreher *et al.*, 1992]. Pelz, con luz de 785 nm y un elipsómetro confocal de barrido, calculó la despolarización media para varios sujetos, en un área retiniana de 25°x12.5° [Pelz, 1997]. Sus resultados se situaban entre 14 y 18% para el caso de blanqueo y entre 18 y 21% para situación de no blanqueo.

¹ Del inglés *bleached*.

	λ (nm)	Grado de polarización
[Gorrand <i>et al.</i> , 1984]	546	0.65 - 0.9
[van Blokland, 1985]	514	0.85
[van Blokland y van Norren, 1986]	488	0.85
	514	
	568	
	647	0.40
[Dreher <i>et al.</i> , 1992]	633	0.50 - 0.85
[Pelz, 1997]	785	0.79 - 0.86

Tabla 2.3: Valores del grado de polarización obtenidos por otros autores.

Todo esto significa que las propiedades a efectos de polarización son importantes tanto en aplicaciones en reflectometría de fondo [van Blokland y van Norren, 1986] como en la determinación de la calidad de imagen retiniana a partir de imágenes aéreas de doble paso [Gorrand *et al.*, 1984]. Además, la capa en la que tiene lugar la reflexión retiniana es de suma importancia en todas estas aplicaciones.

Capítulo 3

Polarímetro con retardadores variables de cristal líquido

En este capítulo se describe cómo estudiar las características de polarización de un medio, se revisa el concepto de polarimetría y se resumen los diferentes tipos de polarímetros propuestos en la bibliografía. Se expone un nuevo tipo de polarímetro con retardadores variables de cristal líquido, que se ha adaptado a un sistema oftalmoscópico de doble paso [Bueno y Artal, 1999], para estudiar las propiedades de polarización del ojo humano en vivo.

3.1 Polarimetría: sistemas previos

Etimológicamente, *polarimetría* significa medida de la polarización. Aunque a veces en la bibliografía se utiliza el término *elipsometría* (medida de la elipse de polarización), éste se reserva para el estudio de superficies. En este trabajo se utilizará el término polarimetría, que va asociado fundamentalmente al análisis de sistemas en transmisión.

La polarimetría es una técnica óptica no perturbativa que utiliza el cambio en el estado de polarización de la luz al atravesar un sistema. De forma general, un polarímetro (figura 3.1) está compuesto por un brazo generador de estados de polarización incidentes, unidad generadora o PSG¹, el sistema a analizar (muestra) y un brazo analizador de estados de polarización emergentes, unidad analizadora o PSA². Un haz de luz con un estado de polarización determinado emerge del PSG, atravesando la muestra en estudio. La interacción entre la luz y el medio modifica su estado de polarización. Conocidos los estados de polarización a la salida, se obtiene información sobre los cambios en la polarización que produce el sistema. Estos cambios se pueden describir por las matrices de Jones, o por las de Mueller, en ausencia o no de despolarización,

¹ Del inglés *Polarization-State Generator*.

² Del inglés *Polarization-State Analyzer*.

respectivamente [Jones, 1941; Shurcliff, 1962]. A la salida, la luz con el correspondiente estado de polarización, atraviesa el PSA. Finalmente, un detector registra las intensidades asociadas a cada combinación de estados de polarización PSG-PSA. A partir de estas medidas de intensidad, se determinan las propiedades de polarización de haces y muestras.

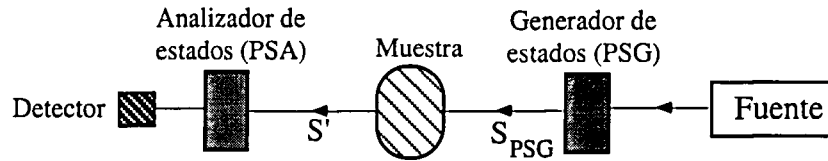


Figura 3.1: Esquema general de un polarímetro. S_{PSG} , vector de Stokes que emerge de la unidad generadora; S' , vector de Stokes que emerge del sistema incógnita e incide sobre la unidad analizadora.

En la bibliografía aparecen varios tipos de polarímetros, los cuales se han ido modificando y mejorando con el paso del tiempo. En los primeros sistemas, el PSG estaba formado por un polarizador lineal y un retardador, y el PSA solamente por un polarizador [Azzam y Bashara, 1972]. Otros autores propusieron usar polarizadores rotatorios [Aspnes y Studna, 1975], pero con esta configuración, no se puede obtener ni la cuarta fila ni la cuarta columna de la matriz de Mueller. Posteriormente, Hauge diseñó un sistema que utilizaba un polarizador lineal seguido de una lámina de cuarto de onda rotatoria (compensador) en el brazo generador y una disposición simétrica en el PSA [Hauge, 1978; Hauge, 1980]. Esta técnica se denominó *elipsometría fotométrica* o *fotopolarimetría*. En la figura 3.2 se muestra un esquema del sistema.

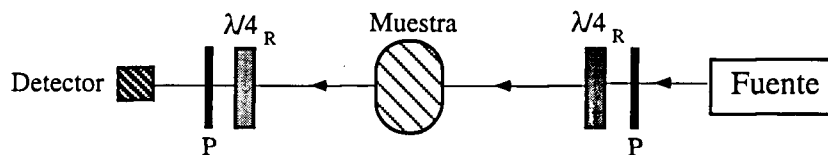


Figura 3.2: Esquema de un polarímetro con láminas retardadoras rotatorias. P, polarizadores lineales; $\lambda/4_R$, láminas de cuarto de onda.

La técnica de compensadores rotatorios fue también desarrollada por Azzam, para el análisis de superficies [Azzam, 1978a] y por Bernabeu y Gil para el estudio de muestras en transmisión [Bernabeu y Gil, 1985]. Para evitar la rotación del PSA, Azzam propuso un sistema de división de amplitud en el brazo analizador [Azzam, 1985]. Más recientemente se han utilizado este tipo de dispositivos, centrados también en sistemas en transmisión, pero empleando luz infrarroja en lugar de visible [Goldstein, 1992].

Entre las aplicaciones de la polarimetría se encuentran: el estudio de superficies y películas delgadas (elipsometría), medidas de características ópticas de materiales y estudio de factores físicos que afectan a sus propiedades (tensión, temperatura,...), calibrado de elementos de polarización, control de sensores remotos en Astrofísica y alineamiento de sistemas ópticos. También se aplica al análisis de propiedades de birrefringencia, dicroísmo y fotoelasticidad de muestras, aunque últimamente el objetivo es identificar y explorar la estructura molecular del material [McDaniel *et al.*, 1998]. En particular, la polarimetría por *scattering* [Hulst, 1957] tiene aplicaciones en la industria para medidas de densidades y tamaños de las partículas que componen

los aerosoles; en Meteorología para el estudio de nieblas, nubes y lluvia, y en Astronomía para el estudio de atmósferas planetarias y polvo interestelar [Reuter, 1982; Cheung y Ishimaru, 1982].

Entre los problemas y dificultades a tener en cuenta en un polarímetro destacan las reflexiones múltiples en las láminas y su calidad (diatenuación del retardador) [Fendrich, 1991], los descentramientos del haz sobre el detector (debidos a la rotación de los elementos del sistema) y la inercia de las partes en movimiento, con sus tiempos de aceleración y frenado [Holzapfel y Riss, 1987]. Por otra parte, en medidas de alta precisión se requiere un gran número de pequeños incrementos en los ángulos de rotación, por lo que se invierte mucho tiempo debido a la rotación mecánica [Collet, 1993]. En este tipo de sistemas existe una relación entre las velocidades de rotación del PSG y del PSA, lo cual implica una dependencia entre la intensidad registrada y el tiempo, que precisa de un análisis de Fourier de la señal para obtener la matriz de Mueller del medio [Bernabeu y Gil, 1985].

Para eliminar el problema de la inercia derivada de la rotación de los elementos del sistema, se propuso el uso de rotores ópticos o retardadores circulares [Azzam, 1978b], que cambian el acimut del polarizador sin necesidad de que éste gire. Se pueden construir rotores ópticos utilizando moduladores electro-ópticos, que permiten el control fotoeléctrico del cambio de acimut del polarizador a altas velocidades [Ye, 1995]. En esa línea, Thompson y colaboradores propusieron utilizar componentes no móviles (dos moduladores electro-ópticos en cada brazo) como compensadores [Thompson *et al.*, 1980]. Wong usó un modulador fotoelástico de alta frecuencia para la medida de la birrefringencia en estructuras cristalinas que producen grandes retardos [Wong, 1979]. También se han diseñado dispositivos donde todos los compensadores son moduladores fotoelásticos [Anderson, 1992; Jellison y Modine, 1997a; Jellison y Modine, 1997b]. El instrumento tiene la configuración polarizador-modulador en el PSG y modulador-polarizador en el PSA, pero sólo se pueden obtener nueve de los dieciséis elementos que forman la matriz de Mueller.

Entre las ventajas de estos sistemas frente a los que incorporan elementos compensadores rotatorios, está el hecho de no tener partes mecánicas móviles, lo que implica que están libres de inercia; se eliminan posibles errores de alineamiento que se originan cuando dichos elementos no giran en un plano totalmente perpendicular al haz que los atraviesa; además, el cambio en la longitud de onda empleada sólo implica un reajuste en los voltajes aplicados. Entre los inconvenientes destaca el que con un único modulador, ya sea fotoelástico o electro-óptico, no se pueden conseguir los cuatro estados de polarización independientes necesarios, por lo que se necesitan al menos, dos moduladores en cada brazo o la introducción de ciertos elementos ópticos adicionales.

En cuanto al registro, los polarímetros que utilizan fotomultiplicadores, detectores de avalancha o fotodiodos, realizan un análisis de la muestra punto a punto. La luz pasa por una zona determinada del medio y la intensidad registrada permite calcular la matriz de Mueller de esa zona. Para obtener un análisis espacial se precisa de un *polarímetro de imagen*, en el que en lugar de registrar intensidades correspondientes a puntos individuales, se registran imágenes de zonas extensas de la muestra. El análisis espacial se puede hacer de dos formas: utilizando un único

detector y un sistema de barrido, en el cual se desplaza, bien la muestra en sí, bien la óptica del sistema, o con un sistema formador de imagen y una única cámara CCD [Pezzaniti y Chipman, 1995a]. Una variación de éste último es el denominado *polarímetro de imagen en división de amplitud* [Azzam, 1985], cuyo brazo analizador lleva incorporado un conjunto de divisores de haz que desvían las imágenes a diferentes cámaras. En la bibliografía se describen varios polarímetros de imagen, orientados al estudio de la dependencia espacial de las propiedades de polarización de diferentes sistemas, mediante el cálculo sus matrices de Mueller espacialmente resueltas. Entre sus aplicaciones están las medidas de campos magnéticos solares [Dunn *et al.*, 1989]; la construcción de mapas de polarización en la sección transversal de un haz de láser [Yoshihiro y Oka, 1992]; la investigación de fuentes de energía terrestre [Egan *et al.*, 1991] y controles remotos [Egan, 1985]; los estudios sobre propiedades espaciales de elementos de polarización [Pezzaniti y Chipman, 1994; Pezzaniti y Chipman, 1995b] o fenómenos de *scattering* [Pezzaniti y Chipman, 1995c] y el análisis espacial de inhomogeneidades de muestras de material [Gerligang *et al.*, 1995]. En aplicaciones en Oftalmología, la polarimetría de imagen se utiliza para medir espesores retinianos en la cabeza del nervio óptico para detección temprana del glaucoma [Dreher *et al.*, 1992; Weinreb *et al.*, 1995; Fendrich *et al.*, 1994; Pelz *et al.*, 1996].

En los últimos años, esta técnica se ha extendido al campo de la Microscopía, desarrollándose el sistema denominado *microscopio elipsométrico* [Law y Pak, 1996]. Su uso está orientado a la determinación del tamaño medio de partículas en suspensión o del contenido de oxígeno en la sangre y a reconstruir imágenes a través de medios turbulentos [Rowe *et al.*, 1995; Delplancke, 1997].

3.2 Polarímetro en transmisión con retardadores variables de cristal líquido

En este apartado se plantea un nuevo tipo de polarímetro que utiliza retardadores variables de cristal líquido, se describe el sistema experimental y su desarrollo teórico basado en las matrices de Mueller. Se muestran los resultados del calibrado, tanto de los elementos del sistema, como de componentes de polarización conocidos. Este sistema en transmisión constituye la base del polarímetro de imagen en doble paso que se expone en el apartado 3.3.

3.2.1 Cristales líquidos

Una alternativa a los polarímetros con elementos rotatorios, es el uso de moduladores o retardadores variables de cristal líquido (RVCL). Los cristales líquidos (CLs) poseen propiedades intermedias entre los sólidos y los líquidos convencionales. Están formados por moléculas alargadas que tienen un orden estructural u orientación, como en los cristales, pero una ausencia de orden posicional como en los líquidos y se pueden orientar bajo el efecto de un campo eléctrico [Huard, 1994]. Son medios ópticamente anisótropos y localmente actúan como uniaxiales, con su eje óptico paralelo a la dirección de las moléculas. Debido a su naturaleza birrefringente, son capaces de generar un desfase entre las dos componentes polarizadas ortogonalmente y por tanto,

diferentes estados de polarización. A efectos de polarización, su matriz de Mueller es la misma que la de una lámina retardadora [Kliger *et al.*, 1990], con su eje rápido en la dirección que corresponda y un retardo que depende del voltaje aplicado.

El retardo introducido por una celda de CL es el mismo que se expuso en la ecuación (2.23) y por tanto está determinado por su espesor d , la longitud de onda y su birrefringencia efectiva Δn (que depende a su vez del voltaje aplicado, de la temperatura y de la longitud de onda) [Wu, 1995]:

$$\delta(V, T, \lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot d \cdot \Delta n(V, T, \lambda) \quad (3.1)$$

La birrefringencia efectiva disminuye cuando el voltaje aumenta. La pendiente depende de las constantes elásticas, las constantes dieléctricas y los índices de refracción del CL. Conforme el voltaje va aumentando, el retardo producido por el CL disminuye progresivamente.

Con un CL, a bajos voltajes se pueden obtener grandes variaciones en el retardo, con cambios mínimos en el voltaje externo aplicado; sin embargo, la inercia de las moléculas también aumenta. Por otra parte, a altos voltajes, los cambios en retardo son pequeños, pero la respuesta es mucho más rápida. La transmitancia de una celda de CL depende de la longitud de onda. El CL no produce retardos nulos debido a los efectos de contorno en la superficie, por lo que se presentan retardos residuales (del orden de 0.2 radianes) incluso a los máximos voltajes aplicados. La respuesta temporal de estos sistemas depende de varios parámetros: espesor del cristal, viscosidad, temperatura, tipo de voltaje aplicado y alineamiento geométrico. El tiempo de respuesta a cambios en el voltaje es proporcional al cuadrado del espesor del CL y se sitúa entre 0.5 y 6 milisegundos [Wu, 1995].

Puesto que los CLs tienen un retardo ajustable eléctricamente, pueden reemplazar a retardadores fijos. Este control del retardo hace posible la conversión de un estado de polarización en cualquier otro elípticamente polarizado, incluyendo los casos particulares de polarización lineal y circular, manteniendo fijas las líneas neutras. Los RVCLs son los únicos sistemas ajustables disponibles a un precio comparable con el de los retardadores fijos. Estos dispositivos se pueden usar como atenuadores, divisores de haz variables, compensadores de retardo y camino óptico, obturadores y moduladores espaciales de luz.

3.2.2 Descripción del sistema experimental

En la figura 3.3 se representa esquemáticamente el polarímetro con RVCLs en transmisión. Como fuente se utiliza un láser de He-Ne de 633 nm. La luz emitida atraviesa un polarizador lineal horizontal (P), un filtro de densidad neutro (FDN) y un divisor de haz (LS) que desvía parte de la luz hacia un fotodiodo de referencia (D_1). El haz se filtra espacialmente, y se colima con una lente L_1 , de 100 mm de focal. Un diafragma (DA) actúa como diafragma de apertura del sistema, limitando el diámetro del haz colimado. La luz entra en el primer retardador variable (RVCL₁) que funciona como PSG. Cada uno de los RVCLs, consta de un polarizador lineal y un CL, de tal forma que la posición relativa entre ellos asegura que la luz que sale del polarizador incide sobre el

CL a 45° con el eje rápido de éste. Una lámina retardadora de cuarto de onda "removible" (LRR_1) proporciona el cuarto estado de polarización independiente (apartado 3.2.3). Entre el brazo generador y el analizador, el haz atraviesa la muestra. El PSA es simétrico con respecto al PSG y está formado por otro retardador variable ($RVCL_2$) y otra lámina retardadora "removible" (LRR_2). Un segundo fotodiodo (D_2) precedido de una lente colectora L_2 ($f_2'=100$ mm), registra la intensidad para cada combinación de estados de polarización PSG-PSA.

Una tarjeta genera los voltajes necesarios en los RVCLs para cada combinación PSG-PSA y registra las intensidades de D_1 y D_2 a la máxima velocidad (del orden de 1 kHz).

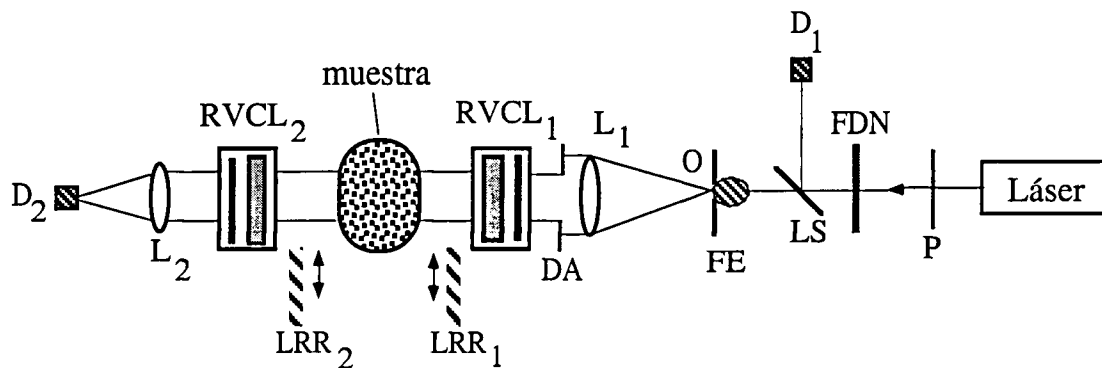


Figura 3.3: Esquema del polarímetro en transmisión con RVCLs. P, polarizador lineal; FDN, filtro neutro; LS, divisor de haz; FE, filtro espacial; O, test puntual; D_1 y D_2 , detectores; L_1 y L_2 , lentes convergentes; DA, diafragma; $RVCL_1$ y $RVCL_2$, retardadores variables de cristal líquido; LRR_1 y LRR_2 , láminas retardadoras "removibles".

En la figura 3.4 se muestra uno de los RVCLs utilizados (THORLABS, PD A50/M), donde se aprecia la inscripción con la orientación a 45° del eje lento.

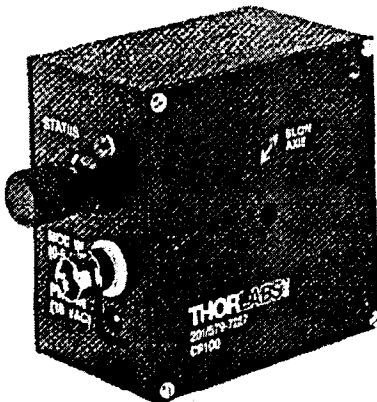


Figura 3.4: Retardador variable de cristal líquido utilizado en el polarímetro.

Se ha medido el tiempo de respuesta de los RVCLs colocando el CL entre dos polarizadores paralelos y alternando voltajes de 0 y 5 voltios a la vez que se medía la intensidad transmitida. El tiempo que la intensidad tarda en estabilizarse en el valor máximo fue de 0.76 ms en la subida de voltaje. Al volver a cambiar el voltaje a 0 V, la señal tardó 0.90 ms en estabilizarse. En el proceso de registro con el sistema completo, el tiempo mínimo entre dos medias sucesivas es de 1 ms, lo que asegura que la intensidad registrada no corresponde a una etapa de transición en el CL.

3.2.3 Desarrollo matricial del polarímetro

En este apartado se expone el desarrollo teórico del polarímetro con RVCLs. El sistema de referencia es aquel cuyo eje Z es paralelo a la dirección de avance de la luz, tiene su mismo sentido y apunta hacia el observador. Los ejes X e Y son tales que dicho sistema de referencia es levógiro.

La matriz de Mueller de un CL, cuya línea neutra rápida forma un ángulo α con respecto al eje X, coincide con la de un retardador lineal:

$$M_{\delta}^{\alpha} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & c^2 + s^2 \cos \delta & sc(1 - \cos \delta) & -s \cdot \text{sen} \delta \\ 0 & sc(1 - \cos \delta) & s^2 + c^2 \cos \delta & c \cdot \text{sen} \delta \\ 0 & s \cdot \text{sen} \delta & -c \cdot \text{sen} \delta & \cos \delta \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

donde $c = \cos 2\alpha$, $s = \text{sen} 2\alpha$ y δ es el desfase que introduce.

Los polarizadores de los RVCLs son horizontales (paralelos al eje X). En el brazo generador, la luz entra en el RVCL, atravesando primero el polarizador lineal y después el CL. Así, el vector de Stokes S_{PSG} al que da lugar se expresa como:

$$S_{\text{PSG}} = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & c^2 + s^2 \cos \delta & sc(1 - \cos \delta) & -s \cdot \text{sen} \delta \\ 0 & sc(1 - \cos \delta) & s^2 + c^2 \cos \delta & c \cdot \text{sen} \delta \\ 0 & s \cdot \text{sen} \delta & -c \cdot \text{sen} \delta & \cos \delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_p \\ I_p \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = I_p \begin{pmatrix} 1 \\ c^2 + s^2 \cos \delta(V) \\ sc(1 - \cos \delta(V)) \\ s \cdot \text{sen} \delta(V) \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

donde I_p es la intensidad que incide sobre el CL, V es el voltaje aplicado al CL y $\delta(V)$ el retardo que produce dicho voltaje. Este vector de Stokes corresponde, en general, a luz polarizada elípticamente.

El haz atraviesa la muestra representada por una matriz de Mueller 4x4 genérica desconocida, cuyos 16 elementos son incógnitas (apartado 2.1.1). Esta matriz de Mueller M, incluye todos los efectos de polarización que existen entre el brazo generador y el analizador. A la salida de la muestra, la matriz M habrá transformado el vector S_{PSG} en el S' , de la forma siguiente:

$$S' = \begin{pmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{pmatrix} = M \cdot S_{\text{PSG}} = \begin{pmatrix} m_{00} & m_{01} & m_{02} & m_{03} \\ m_{10} & m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{20} & m_{21} & m_{22} & m_{23} \\ m_{30} & m_{31} & m_{32} & m_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_{i=0}^3 m_{0i} S_i \\ \sum_{i=0}^3 m_{1i} S_i \\ \sum_{i=0}^3 m_{2i} S_i \\ \sum_{i=0}^3 m_{3i} S_i \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

En el brazo analizador la luz atraviesa primero el CL y después el polarizador lineal horizontal, con matrices $M_{\delta}^{\alpha'}$ y M_p^0 , respectivamente. La matriz total del brazo analizador, \bar{M}_{PSA} , es resultado del siguiente producto:

$$\begin{aligned} \bar{M}_{PSA} = M_P^0 \cdot M_{\delta'}^{\alpha'} &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & c'^2 + s'^2 \cos \delta' & s' c' (1 - \cos \delta') & -s' \cdot \text{sen} \delta' \\ 0 & s' c' (1 - \cos \delta') & s'^2 + c'^2 \cos \delta' & c' \cdot \text{sen} \delta' \\ 0 & s' \cdot \text{sen} \delta' & -c' \cdot \text{sen} \delta' & \cos \delta' \end{pmatrix} = \\ &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & c'^2 + s'^2 \cos \delta' & s' c' (1 - \cos \delta') & -s' \cdot \text{sen} \delta' \\ 1 & c'^2 + s'^2 \cos \delta' & s' c' (1 - \cos \delta') & -s' \cdot \text{sen} \delta' \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (3.5)$$

donde c' y s' son el seno y el coseno del doble del ángulo α' que forma el eje rápido del CL con el X de referencia, respectivamente y $\delta' = \delta'(V')$ es el desfase que introduce cuando se le aplica un voltaje externo V' . Al multiplicar el vector $S' = (S_0', S_1', S_2', S_3')^T$ que emerge de la muestra, por la matriz del PSA, el vector de Stokes de la luz que llega al detector es:

$$S_D = \bar{M}_{PSA} \cdot S' = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} S_0' + S_1' \cdot (c'^2 + s'^2 \cos \delta') + S_2' \cdot (s' c' (1 - \cos \delta')) + S_3' \cdot (-s' \cdot \text{sen} \delta') \\ S_0' + S_1' \cdot (c'^2 + s'^2 \cos \delta') + S_2' \cdot (s' c' (1 - \cos \delta')) + S_3' \cdot (-s' \cdot \text{sen} \delta') \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

Este vector S_D representa un haz de luz lineal horizontal, cuyo primer elemento es la intensidad del haz que llega al detector, I_d :

$$I_d = \frac{1}{2} \cdot (S_0' + S_1' \cdot (c'^2 + s'^2 \cos \delta') + S_2' \cdot (s' c' (1 - \cos \delta')) + S_3' \cdot (-s' \cdot \text{sen} \delta')) \quad (3.7)$$

En particular, los ejes rápidos de los CLs del PSG y del PSA del sistema experimental descrito, están a 45° y a -45° respectivamente ($\alpha' = -\alpha$), con lo cual, la luz elíptica que emerge del PSG está representada por el vector:

$$S_{PSG} = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = I_p \begin{pmatrix} 1 \\ \cos \delta(V) \\ 0 \\ \text{sen} \delta(V) \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

La tercera componente de este vector es nula, lo que indica que el acimut de la elipse de polarización que proporciona el PSG es siempre cero. Al variar el voltaje aplicado sólo cambia la elipticidad de esta elipse (figura 3.5), o sea, la posición a lo largo de un meridiano fijo en la esfera de Poincaré.

De esta forma, el vector de Stokes genérico que sale de la muestra incógnita se expresa como:

$$\begin{aligned} S_0' &= I_p \cdot [m_{00} + m_{01} \cdot \cos \delta(V) + m_{03} \cdot \text{sen} \delta(V)] \\ S_1' &= I_p \cdot [m_{10} + m_{11} \cdot \cos \delta(V) + m_{13} \cdot \text{sen} \delta(V)] \\ S_2' &= I_p \cdot [m_{20} + m_{21} \cdot \cos \delta(V) + m_{23} \cdot \text{sen} \delta(V)] \\ S_3' &= I_p \cdot [m_{30} + m_{31} \cdot \cos \delta(V) + m_{33} \cdot \text{sen} \delta(V)] \end{aligned} \quad (3.9)$$

y la intensidad que llega al detector es:

$$I_d = \frac{1}{2} \cdot [S'_0 + S'_2 \cdot \cos \delta' (V') + S'_3 \cdot \text{sen} \delta' (V')] \quad (3.10)$$

es decir,

$$\begin{aligned} 2 \cdot \frac{I_d}{I_p} = & [m_{00} + m_{01} \cdot \cos \delta(V) + m_{03} \cdot \text{sen} \delta(V)] + \\ & + [m_{10} + m_{11} \cdot \cos \delta(V) + m_{13} \cdot \text{sen} \delta(V)] \cdot \cos \delta' (V') + \\ & + [m_{30} + m_{31} \cdot \cos \delta(V) + m_{33} \cdot \text{sen} \delta(V)] \cdot \text{sen} \delta' (V') \end{aligned} \quad (3.11)$$

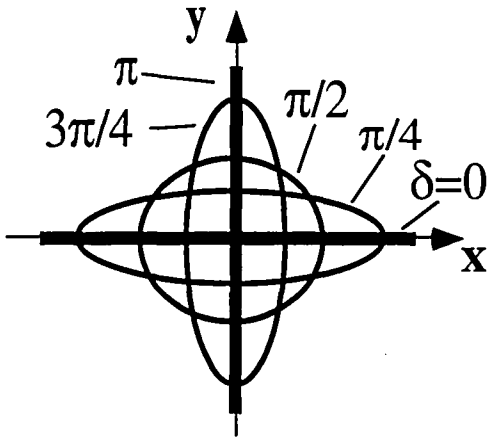


Figura 3.5: Elipses correspondientes a los estados de polarización SPSG, en función del voltaje aplicado al cristal líquido.

La intensidad registrada está sólo en función de nueve de los dieciseis elementos de la matriz de Mueller:

$$M = \begin{pmatrix} m_{00} & m_{01} & \bullet & m_{03} \\ m_{10} & m_{11} & \bullet & m_{13} \\ \bullet & \bullet & \bullet & \bullet \\ m_{30} & m_{31} & \bullet & m_{33} \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

Para obtener estos nueve elementos se necesitan, al menos, nueve ecuaciones de intensidad linealmente independientes como la anterior, es decir, nueve combinaciones de estados diferentes para los RVCLs (tres para cada uno). La razón por la que sólo se pueden calcular nueve elementos directamente, se debe a las posiciones fijas de los ejes rápidos de los CLs, tanto en el PSG como en el PSA.

De esta forma quedan siete elementos de la matriz por determinar, es decir, es un caso de *polarimetría incompleta* [Chipman, 1995]. Esta técnica no necesita la matriz completa, pues está orientada al estudio de muestras cuya birrefringencia predomina sobre cualquier otra característica de polarización. No obstante, en el presente trabajo es preciso conocer todos los elementos.

Retardos óptimos para los RVCLs

El cálculo de la matriz de un sistema, es equivalente a la reconstrucción de al menos cuatro vectores de Stokes, representado cada uno de ellos por sus cuatro elementos. Debido a ello, se necesitan 4 estados de polarización independientes en cada brazo, cuyas combinaciones permitan obtener los 16 elementos de la matriz. En el caso de que los polarizadores lineales estuvieran en

posición vertical, los ejes rápidos de los RVCLs de brazo generador y analizador estarían a -45° y 45° respectivamente, con lo cual los vectores de Stokes normalizados que saldrían del PSG serían:

$$S_{\text{PSG}} = \begin{pmatrix} 1 \\ -\cos\delta(V) \\ 0 \\ \text{sen}\delta(V) \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

donde el tercer elemento sigue siendo nulo.

Se evaluaron varias soluciones para este problema y la finalmente elegida fue usar una pareja de láminas retardadoras de cuarto de onda. Una lámina se introduce tras el PSG y otra delante del PSA (ver figura 3.3), afectando cada una de ellas solamente a un estado. Otras soluciones posibles son el cambio de acimut de los ejes rápidos de los CLs o el uso de dos CLs en cada brazo.

Los RVCLs generan estados situados a lo largo de la circunferencia que une el punto correspondiente a la luz lineal horizontal consigo mismo, pasando por los estados vertical, circular dextrógiro y levógiro. La mitad superior de esta circunferencia contiene como máximo tres estados independientes, el cuarto ha de ser perpendicular al plano que contiene los otros tres. Puesto que la disposición es simétrica, un razonamiento análogo se puede hacer para el PSA.

El efecto de una lámina $\lambda/4$ es un giro de 90° del vector de Stokes que incide sobre ella, en torno a su eje rápido, en el sentido de las agujas del reloj (figura 2.3b). El acimut óptimo del eje rápido de la lámina se calculó y resultó ser horizontal. De esta forma, una lámina $\lambda/4$ con el eje rápido horizontal colocada tras el RVCL da lugar al vector de Stokes:

$$S_{\text{PSG}}^{(\lambda/4)} = M_{\lambda/4}^0 \cdot M_{\delta}^{45} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ \cos\delta(V) \\ \text{sen}\delta(V) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

Uno de los métodos más rápidos y sencillos para comprobar si un conjunto de vectores son independientes es calcular el determinante de la matriz formada por ellos [Ambirajan y Look, 1995]. Si el determinante es nulo o suficientemente pequeño, los vectores empleados no son independientes. En ese sentido, sean M_{PSG} y M_{PSA} las matrices auxiliares 4x4 del PSG y del PSA:

$$M_{\text{PSG}} = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ \cos\delta_1 & \cos\delta_2 & \cos\delta_3 & \cos\delta_4 \\ 0 & 0 & 0 & \text{sen}\delta_4 \\ \text{sen}\delta_1 & \text{sen}\delta_2 & \text{sen}\delta_3 & 0 \end{pmatrix} \quad M_{\text{PSA}} = \begin{pmatrix} 1 & \cos\delta'_1 & 0 & \text{sen}\delta'_1 \\ 1 & \cos\delta'_2 & 0 & \text{sen}\delta'_2 \\ 1 & \cos\delta'_3 & 0 & \text{sen}\delta'_3 \\ 1 & \cos\delta'_4 & -\text{sen}\delta'_4 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.15)$$

donde las columnas de M_{PSG} son los cuatro vectores de Stokes independientes S_{PSG} , y M_{PSA} es la matriz cuyas filas son las primeras filas de las cuatro \bar{M}_{PSA} .

Puesto que se conocen los desfases máximos y mínimos que proporcionan los CLs (apartado 3.2.4.1), se han calculado los desfases δ_i y δ'_i ($i=1, 2, 3, 4$) que hacen máximos los determinantes de las dos matrices auxiliares y proporcionan los cuatro vectores independientes

para cada brazo. Los desfases óptimos obtenidos para δ_1 , δ_2 , δ_3 , δ_1' , δ_2' y δ_3' corresponden aproximadamente a luz lineal horizontal (estado 1), lineal vertical (estado 2) y circular dextrógira (estado 3). Además, también se obtuvo $\delta_4 = \delta_3$ y $\delta_4' = \delta_3'$, lo que indica que el efecto de la lámina sobre el estado 3 da lugar a luz lineal a 45° (estado 4), que será el cuarto vector de Stokes independiente.

En la figura 3.6 se representan sobre la esfera de Poincaré los cuatro estados independientes, donde el efecto de la lámina $\lambda/4$ sobre el estado circular dextrógiro, se indica con flechas.

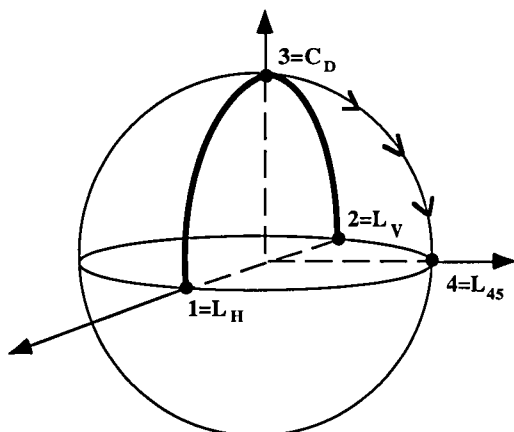


Figura 3.6: Representación en la esfera de Poincaré de los estados que emergen del PSG. L_H, luz lineal horizontal; L_V, lineal vertical; C_D, circular dextrógira y L₄₅, lineal a 45° .

De este modo las combinaciones de estados de polarización i_j ($i, j=1, 2, 3, 4$) entre el PSG y el PSA dan lugar a dieciseis medidas independientes de intensidad, que permitirán obtener todos los elementos de la matriz de Mueller de la muestra. Las nueve primeras combinaciones se pueden hacer en una misma serie de forma secuencial y el resto necesita la incorporación de las láminas.

En la tabla 3.1 se muestra el valor absoluto del determinante de M_{PSA} obtenido en este trabajo, comparado con el de otros polarímetros de láminas rotatorias y uno de células Pockels [Pelz, 1997].

	$\det(M_{PSA})$
RVCLs	1.76
[Morgan <i>et al</i> , 1990]	0.50
[Pezzaniti y Chipman, 1990]	1.00
[Ambirajan y Look, 1995]	1.40
[Pelz, 1997]	2

Tabla 3.1: Determinantes máximos de la matriz auxiliar del PSA en polarímetros que aparecen en la bibliografía.

3.2.4 Calibrado del sistema y sus elementos

En este apartado se exponen los calibrados de los elementos que componen el sistema y del conjunto. En la figura 3.7 se muestra un diagrama de bloques con las distintas partes del calibrado.

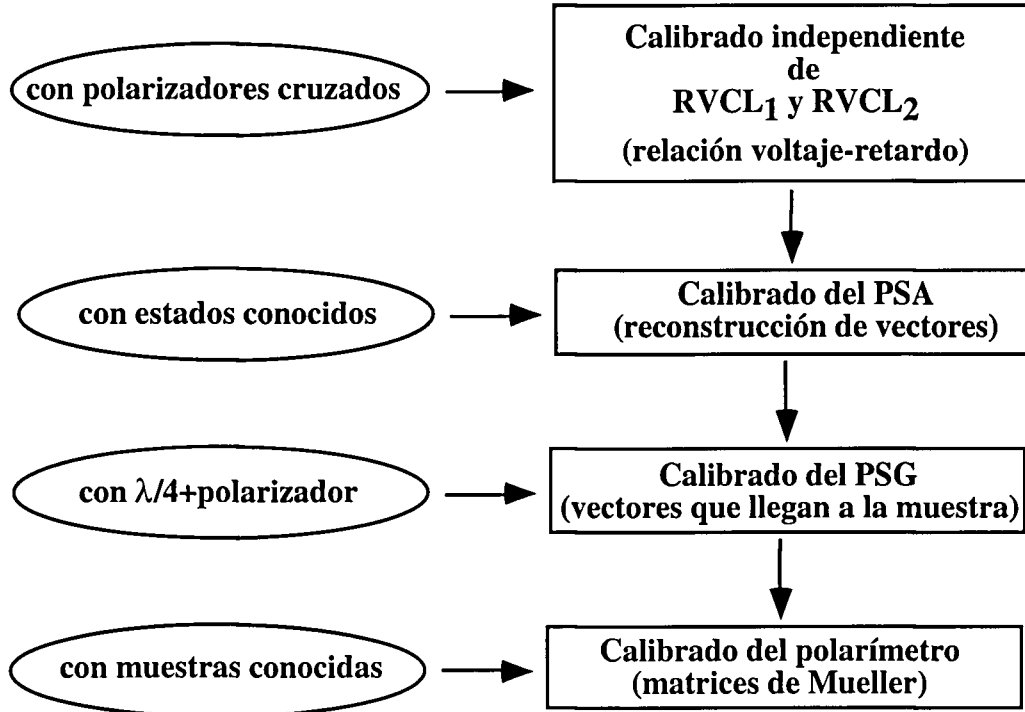


Figura 3.7: Proceso de calibrado de los elementos del polarímetro.

Primero se realiza un calibrado independiente de los RVCLs, que permite deducir la relación entre el voltaje aplicado y el retardo producido, y así calcular los voltajes óptimos que dan lugar a los estados independientes deducidos en el apartado anterior. Tras ello se comprueba que el PSA reconstruye los estados de polarización que inciden sobre él y que los vectores de Stokes que emergen del PSG e inciden sobre la muestra incógnita son los apropiados. Finalmente, se calibra el sistema completo calculando las matrices de Mueller de muestras con características de polarización conocidas.

3.2.4.1 Calibrado independiente de los RVCLs

Se sitúa el CL entre dos polarizadores lineales cruzados y puesto que estos RVCLs tienen incorporado un polarizador, sólo es preciso utilizar un polarizador lineal externo. En el caso del RVCL₁ (figura 3.3) se sitúa un polarizador lineal externo en posición vertical detrás del conjunto (figura 3.8). El vector de Stokes que sale del polarizador horizontal interno es $(I_p, I_p, 0, 0)^T$ y el que llega al detector:

$$S_C(\text{RVCL}_1) = M_p^{90} \cdot M_\delta^{45} \cdot \begin{pmatrix} I_p \\ I_p \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{I_p}{2} \begin{pmatrix} 1 - \cos\delta(V) \\ -1 + \cos\delta(V) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

donde M_{δ}^{45} y M_p^{90} son las matrices de Mueller del CL y del polarizador externo, respectivamente.

La intensidad que el detector registra I_C , es el primer elemento del vector de Stokes:

$$I_C = \frac{I_p}{2}(1 - \cos \delta) = I_p \cdot \text{sen}^2\left(\frac{\delta}{2}\right) \quad (3.17)$$

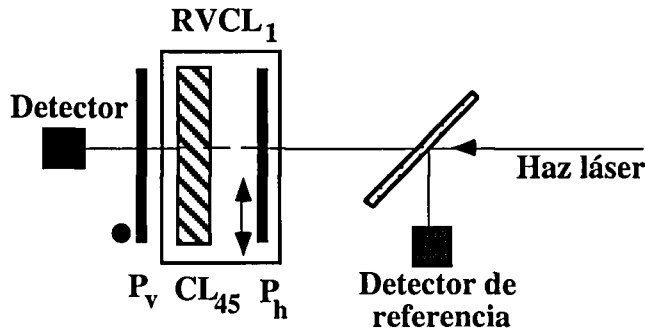


Figura 3.8: Configuración para el calibrado del RVCL₁. Ph, polarizador horizontal; CL₄₅, cristal líquido con el eje rápido a 45°; Pv, polarizador vertical externo. El punto negro indica que el eje de transmisión del polarizador es vertical y el segmento limitado con flechas, que es horizontal.

En el caso del RVCL₂, el polarizador externo le precede (figura 3.9) y el vector de Stokes queda:

$$S_C(\text{RVCL}_2) = \frac{I_p}{2} \begin{pmatrix} 1 - \cos \delta(V) \\ 1 - \cos \delta(V) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

cuya intensidad coincide con la ecuación (3.17).

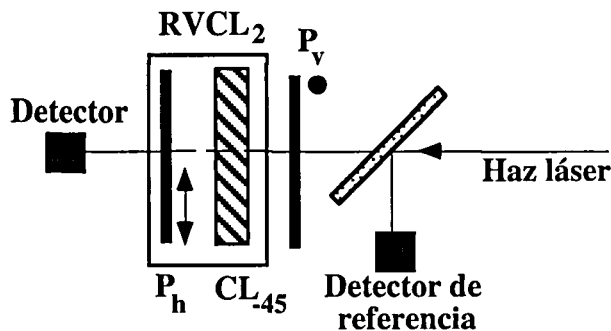


Figura 3.9: Configuración para el calibrado del RVCL₂. Pv, polarizador vertical externo; CL₄₅, cristal líquido con el eje rápido a -45°; Ph, polarizador horizontal.

Con la expresión de la intensidad se establece la relación entre el voltaje aplicado y el desfase producido por el CL:

$$\delta = 2 \cdot \arcsen\left(\sqrt{\frac{I_C}{I_p}}\right) \quad (3.19)$$

donde la intensidad I_p se controla durante todo el calibrado por medio del detector de referencia.

Se generan voltajes entre 0 y 5 V (en incrementos de 0.05 V) para cada RVCL, midiendo la intensidad para cada uno de los valores de voltaje. La figura 3.10 presenta el desfase correspondiente a cada voltaje aplicado. Debido a la periodicidad de la función seno, la gráfica aparece invertida cuando el retardo es mayor de π radianes. La representación de la curva debería estar desdoblada hasta que el retardo fuese 2π , pero el comportamiento del CL en esa zona no es

importante, pues el mayor retardo que se utiliza en este trabajo es π radianes. Además, el retardo no se hace totalmente nulo, lo cual es característico de este tipo de dispositivos.

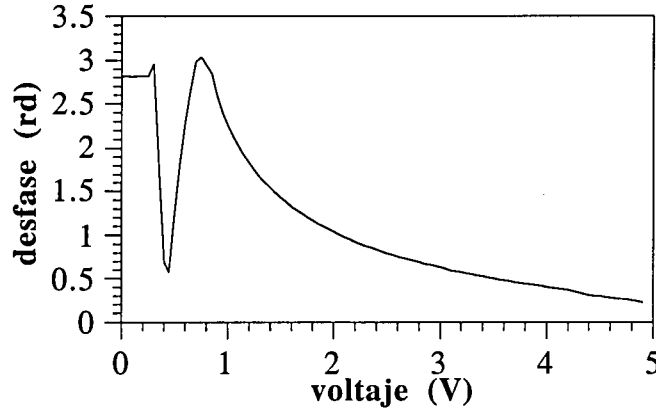


Figura 3.10: Relación desfase-voltaje en un RVCL.

Por otra parte, la transmitancia de los RVCLs es prácticamente constante e independiente del voltaje, con una variación del orden de un 0.1%.

3.2.4.2 Calibrado del brazo analizador

Para determinar los cuatro elementos del vector de Stokes S' que llega al PSA es necesario medir cuatro intensidades que corresponden a cuatro retardos diferentes del RVCL₂. Teniendo en cuenta la expresión de la intensidad I_d (ecuación (3.10)) y conociendo el efecto que introduce la lámina, la relación entre las intensidades medidas y el vector S' es:

$$\begin{pmatrix} I_d^{(1)} \\ I_d^{(2)} \\ I_d^{(3)} \\ I_d^{(4)} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \cos \delta'_1 & 0 & \sin \delta'_1 \\ 1 & \cos \delta'_2 & 0 & \sin \delta'_2 \\ 1 & \cos \delta'_3 & 0 & \sin \delta'_3 \\ 1 & \cos \delta'_4 & -\sin \delta'_4 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \cdot M_{\text{PSA}} \cdot S' \quad (3.20)$$

donde los desfases δ'_i son los óptimos. Así, S' se obtiene con la inversión de la matriz M_{PSA} :

$$\begin{pmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{pmatrix} = 2 \cdot (M_{\text{PSA}})^{-1} \cdot \begin{pmatrix} I_d^{(1)} \\ I_d^{(2)} \\ I_d^{(3)} \\ I_d^{(4)} \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

En la tabla 3.2 se muestran ejemplos de la reconstrucción de los vectores de Stokes correspondientes a los casos de luz lineal horizontal, vertical y a 60° , cuyos valores esperados son $(1, 1, 0, 0)^T$, $(1, -1, 0, 0)^T$ y $(1, -0.5, 0.87, 0)^T$, respectivamente.

	horizontal	vertical	60°
S_0	1.000	1.000	1.000
S_1	0.999	-0.981	-0.498
S_2	0.001	0.012	0.850
S_3	-0.024	0.037	0.035

Tabla 3.2: Reconstrucción de tres vectores de Stokes en el calibrado del PSA.

3.2.4.3 Calibrado del brazo generador

El calibrado del brazo generador asegura que los vectores de Stokes que emergen de él son realmente los que corresponden a los cuatro voltajes aplicados. Para ello se ha colocado tras el PSG un analizador auxiliar formado por una lámina de cuarto de onda seguida de un polarizador lineal vertical. El eje de transmisión del polarizador y los ejes neutros (rápido y lento) de la lámina se localizaron previamente.

El analizador auxiliar también ha de generar cuatro estados independientes. Los cuatro estados estarán relacionados con los ángulos del eje rápido (o lento) de la lámina. Se ha escogido la combinación de ángulos (-45° , 0° , 30° , 60°) del eje rápido de la lámina con el eje X de referencia. Las cuatro matrices del PSA en estas condiciones son:

$$\begin{aligned} \overline{M}_{\text{PSA}}^{(1)} &= M_{\text{p}}^{90} \cdot M_{\lambda/4}^{-45} = \frac{1}{2} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & \overline{M}_{\text{PSA}}^{(2)} &= M_{\text{p}}^{90} \cdot M_{\lambda/4}^0 = \frac{1}{2} \cdot \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ \overline{M}_{\text{PSA}}^{(3)} &= M_{\text{p}}^{90} \cdot M_{\lambda/4}^{30} = \frac{1}{2} \cdot \begin{pmatrix} 1 & -1/4 & -\sqrt{3}/4 & \sqrt{3}/2 \\ -1 & 1/4 & \sqrt{3}/4 & -\sqrt{3}/2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & & (3.22) \\ \overline{M}_{\text{PSA}}^{(4)} &= M_{\text{p}}^{90} \cdot M_{\lambda/4}^{60} = \frac{1}{2} \cdot \begin{pmatrix} 1 & -1/4 & \sqrt{3}/4 & \sqrt{3}/2 \\ -1 & 1/4 & -\sqrt{3}/4 & -\sqrt{3}/2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

La matriz auxiliar es:

$$M_{\text{PSA}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & -1/4 & -\sqrt{3}/4 & \sqrt{3}/2 \\ 1 & -1/4 & \sqrt{3}/4 & \sqrt{3}/2 \end{pmatrix} \quad (3.23)$$

cuyo determinante vale 1.4. Mediante la inversión de esta matriz y como se expuso en la ecuación (3.21), se determinan los cuatro vectores de Stokes que salen del PSG.

3.2.4.4 Obtención de la matriz de Mueller: calibrado del sistema completo con muestras conocidas

A continuación se describe el proceso de obtención de la matriz de Mueller de una muestra, situada entre el brazo generador y el analizador. El método se basa en una inversión de matrices. Con cada combinación de estados independientes PSG-PSA se registra una intensidad $I_{\text{d}}^{(i-j)}$ y cada una de ellas lleva asociada una intensidad de referencia $I_{\text{ref}}^{(i-j)}$. Para evitar la influencia de las posibles fluctuaciones del láser durante el tiempo de medida, el valor de la intensidad normalizado que se utiliza es:

$$I_{\text{D}}^{(i-j)} = \frac{I_{\text{d}}^{(i-j)} - I_{\text{cero}}}{I_{\text{ref}}^{(i-j)} - I_{\text{cero}}} \quad (3.24)$$

donde I_{cero} es el nivel de intensidad registrada por los detectores en oscuridad. A partir de las dieciseis intensidades $I_D^{(i-j)}$ se calcula la matriz de Mueller de la muestra incógnita. El proceso de obtención de la matriz tiene dos partes. En la primera de ellas se calculan los cuatro vectores de Stokes que salieron de la muestra y entraron en el PSA, mediante la inversión de la matriz auxiliar M_{PSA} (ecuación (3.21)). Si $M_{\text{S_OUT}}$ es la matriz auxiliar 4x4 cuyas columnas son estos cuatro vectores de Stokes calculados, la matriz de la muestra se obtiene como:

$$M = M_{\text{S_OUT}} \cdot (M_{\text{PSG}})^{-1} \quad (3.25)$$

Ejemplo 1: aire

Cuando no se coloca ninguna muestra entre el PSG y el PSA, la incógnita es la matriz de Mueller del aire, que en el caso ideal es la identidad.

En la figura 3.11 se muestra las intensidades experimentales registradas con el polarímetro en aire y se comparan con el caso ideal. En el caso ideal, las intensidades representadas corresponden a la matriz del primer miembro de la ecuación:

$$\begin{pmatrix} I_d^{(1-1)} & I_d^{(2-1)} & I_d^{(3-1)} & I_d^{(4-1)} \\ I_d^{(1-2)} & I_d^{(2-2)} & I_d^{(3-2)} & I_d^{(4-2)} \\ I_d^{(1-3)} & I_d^{(2-3)} & I_d^{(3-3)} & I_d^{(4-3)} \\ I_d^{(1-4)} & I_d^{(2-4)} & I_d^{(3-4)} & I_d^{(4-4)} \end{pmatrix} = M_{\text{PSA}} \cdot M_{\text{PSG}} \quad (3.26)$$

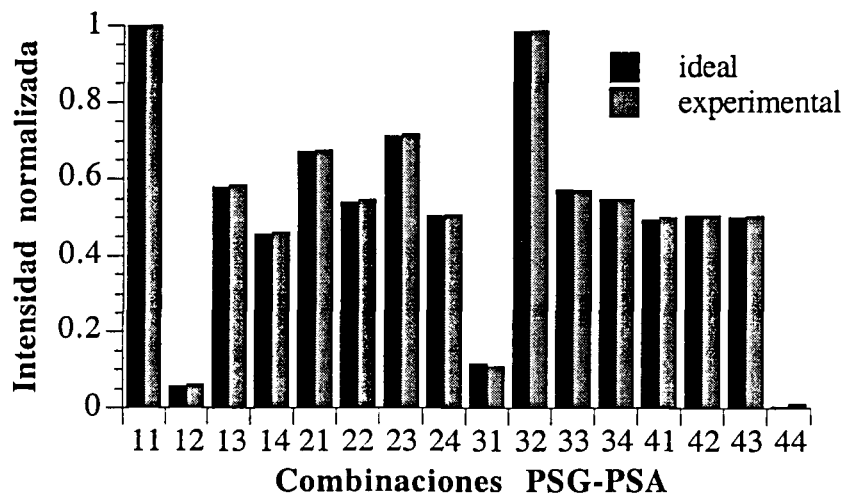


Figura 3.11: Intensidades ideales y experimentales del polarímetro en aire, para cada una de las combinaciones PSG-PSA. Las intensidades están normalizadas al máximo.

La matriz que se presenta es la media de tres medidas obtenidas con el polarímetro en aire.

$$M_{\text{AIRE}} = \begin{pmatrix} 1 & 0.006 & 0.006 & 0.001 \\ -0.007 & 1.003 & 0.014 & 0.006 \\ 0.002 & -0.001 & 0.991 & 0.005 \\ -0.002 & 0.002 & 0.001 & 0.999 \end{pmatrix}$$

La comparación de esta matriz con la identidad muestra el grado de fiabilidad de los resultados. El error medio es similar al obtenido con otros polarímetros por otros autores (M_1 [Gil, 1983] y M_2 [Fendrich *et al.*, 1994]):

$$M_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0.004 & 0.000 & 0.002 \\ -0.004 & 1.021 & 0.003 & 0.007 \\ 0.002 & -0.002 & 1.004 & -0.007 \\ -0.009 & 0.000 & 0.008 & 0.998 \end{pmatrix} \quad M_2 = \begin{pmatrix} 1 & -0.003 & -0.006 & -0.001 \\ 0.003 & 1.013 & 0.0042 & 0.000 \\ -0.002 & -0.002 & 0.998 & -0.003 \\ -0.001 & -0.001 & 0.001 & 0.999 \end{pmatrix}$$

Ejemplo 2: polarizador lineal horizontal

La matriz de Mueller medida para un polarizador lineal cuyo eje de transmisión está en posición horizontal fue:

$$M_p^{0^\circ} = \begin{pmatrix} 1 & 1.013 & 0.018 & -0.014 \\ 1.027 & 1.041 & 0.010 & 0.009 \\ 0.024 & 0.041 & 0.020 & 0.014 \\ -0.021 & -0.019 & 0.016 & -0.024 \end{pmatrix}$$

Comparándola con la matriz de un polarizador lineal ideal (ecuación (2.12) con $c=1$ y $s=0$), el mayor error en los elementos es del 4%, lo que es también comparable con otros resultados de la bibliografía [Gil, 1983; Delplancke, 1997].

Ejemplo 3: lámina retardadora

Los resultados experimentales para la lámina $\lambda/4$ con el ángulo del eje rápido a 0 y a 90° fueron:

$$M_{\lambda/4}^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0.003 & 0.001 & 0.000 \\ 0.001 & 0.999 & 0.040 & 0.021 \\ -0.012 & -0.019 & -0.042 & 0.999 \\ 0.003 & 0.044 & -0.998 & -0.041 \end{pmatrix} \quad M_{\lambda/4}^{90^\circ} = \begin{pmatrix} 1 & -0.001 & -0.001 & 0.002 \\ -0.001 & 0.992 & 0.104 & 0.078 \\ -0.002 & 0.082 & -0.036 & -0.996 \\ 0.006 & -0.101 & 0.994 & -0.044 \end{pmatrix}$$

A partir de las matrices de la lámina, se ha calculado su grado de polarización, retardo, acimut y elipticidad haciendo uso del Apéndice A. La tabla 3.3 muestra los parámetros de polarización asociados a estas matrices. Los valores esperados de retardo, acimut y elipticidad son (90° , 0° , 0°) para la posición horizontal y (90° , 90° , 0°) para la vertical.

	0°	90°
retardo	92.41	92.52
acimut	0.33	87.43
elipticidad	0.86	0.31

Tabla 3.3: Parámetros de polarización para las matrices expuestas.

Puesto que los valores de la elipticidad son prácticamente nulos, el retardador utilizado como muestra se comporta como un retardador lineal y el grado de polarización es muy cercano a la unidad. Por otra parte, los coeficientes principales de transmisión (diatenuación) son 0.989 y 0.997, que indican que el retardador es total.

En la tabla 3.4 se presentan los resultados de los parámetros de polarización obtenidos para varios acimuts de la lámina. Cada matriz fue medida tres veces.

	-45°	0°	30°	90°
retardo	91.96±0.70	91.74±1.20	90.53±1.42	92.67±0.20
acimut	-44.29±0.17	0.24±0.11	30.74±0.23	87.89±0.63
elipticidad	-2.05±1.11	0.86±0.44	3.59±1.10	0.36±0.07

Tabla 3.4: Parámetros de polarización para las matrices experimentales de la lámina retardadora con el eje rápido en diferentes posiciones. Los errores representan la desviación estándar.

El error medio en el retardo es de un 3%. Para la elipticidad los errores no superan el 4%, lo cual sigue indicando que el retardador es lineal. El error relativo medio en el acimut tampoco excede de un 3%. Los errores para el caso de muestras de elementos de polarización conocidos son mayores que los obtenidos para el caso del aire. Esto puede deberse, entre otras razones, a pequeños efectos de despolarización y *scattering*, a la falta de perpendicularidad de la muestra con respecto al haz de medida, a que el eje de transmisión no esté exactamente en la posición deseada, a imperfecciones internas del elemento de polarización y a reflexiones internas en el material.

3.3 Polarímetro de imagen en doble paso

En esta sección se propone un polarímetro de imagen basado en el polarímetro en transmisión con RVCLs, expuesto en el apartado anterior. Se describe el dispositivo y se detalla el cálculo de la matriz de Mueller del ojo en doble paso.

3.3.1 Configuraciones en un polarímetro de imagen

La configuración de un polarímetro de imagen se puede presentar de dos formas. La primera de ellas sirve para calcular la denominada *función aberración de polarización* de un sistema [Chipman, 1989; Chipman y Chipman, 1989]. Esta función es la matriz de Mueller espacialmente resuelta, como función de las coordenadas en el plano de la pupila. Dado un vector de Stokes de entrada, la aberración de polarización proporciona los vectores como función de las coordenadas de la pupila de salida. Se pueden también calcular las propiedades de polarización básicas asociadas a los caminos seguidos por los distintos rayos a través del sistema y con ellas construir mapas de los parámetros de polarización en dicho plano. El valor de cada parámetro está asociado al rayo, que en su camino atravesando la muestra, pasa por ese punto del plano de la pupila, de tal forma que cada área infinitesimal de la pupila de salida del sistema representa un rayo que ha pasado por dicho sistema. La imagen del plano de la pupila de salida es la que se recoge con la cámara (figura 3.12a). La segunda configuración se muestra en la figura 3.12b y sirve para medir la PSM³ del sistema bajo estudio, la cual es la generalización de la PSF⁴ en el formalismo de matrices de Mueller [McGuire y Chipman, 1990; Pezzaniti y Chipman, 1995a]. Esta configuración

³ Del inglés *Point Spread Matrix*.

⁴ Del inglés *Point Spread Function*.

difiere de la anterior en que ahora la imagen que de un punto fuente forma el sistema, se vuelve a formar sobre la cámara. Básicamente, la PSM es una matriz de Mueller espacialmente resuelta que relaciona los estados de polarización del punto objeto con la distribución espacial de intensidad y los parámetros de polarización en la imagen.

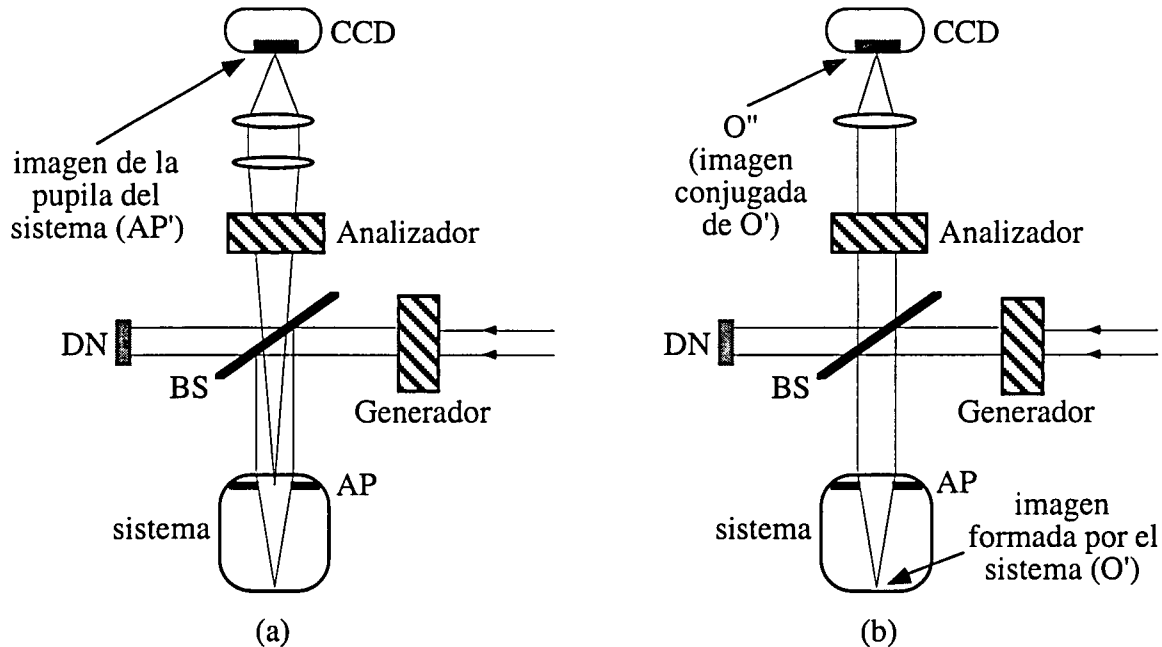


Figura 3.12: Configuraciones en un polarímetro de imagen: para obtener la función de aberración de polarización (a) y para medir la PSM del sistema (b). DN, difusor negro; BS, divisor de haz; AP, pupila del sistema.

3.3.2 Descripción del sistema experimental

La figura 3.13 representa de forma esquemática el dispositivo experimental construido. El aparato es una modificación del sistema de doble paso propuesto por Santamaría y colaboradores [Santamaría *et al.*, 1987], pero incluyendo RVCLs como PSG y PSA, y un detector de referencia para controlar la intensidad incidente. Se utiliza una cámara CCD en el registro. Un láser de He-Ne (NEC Corporation GL G5261) con una potencia de 10 mw emite luz de 633 nm. La luz del láser atraviesa un polarizador lineal (P), un conjunto de filtros neutros (FN) y se filtra espacialmente utilizando un objetivo de microscopio (M) 10x y una pequeña apertura o *pinhole*, que actúa como test puntual (O). Un divisor de haz de tipo película (BS₁) desvía parte del haz hacia un detector de referencia. Una lente convergente (L₁) de 100 mm de focal colima el haz que entra en el brazo generador de estados polarización. Este PSG está formado por un retardador variable (RVCL₁), cuyo polarizador lineal es horizontal y una lámina retardadora de cuarto de onda "removible" (LRR₁) que permite obtener el cuarto vector de Stokes independiente. El tamaño del haz está controlado por el diafragma AP₁ que actúa como diafragma de apertura en el primer paso. La luz llega a una lámina separadora (BS₂), donde la parte transmitida se dirige a un difusor negro (DN) que elimina los posibles reflejos. La parte de luz reflejada atraviesa otro diafragma AP₂, dos dobletes acromáticos (L₂ y L₃; f=148 mm) que forman un sistema Badal o telescópico y una lente de prueba (LP), en caso de ser necesaria. El sistema Badal permite la corrección del desenfoque mediante el desplazamiento del doblete L₂, colocado sobre un raíl (LM).

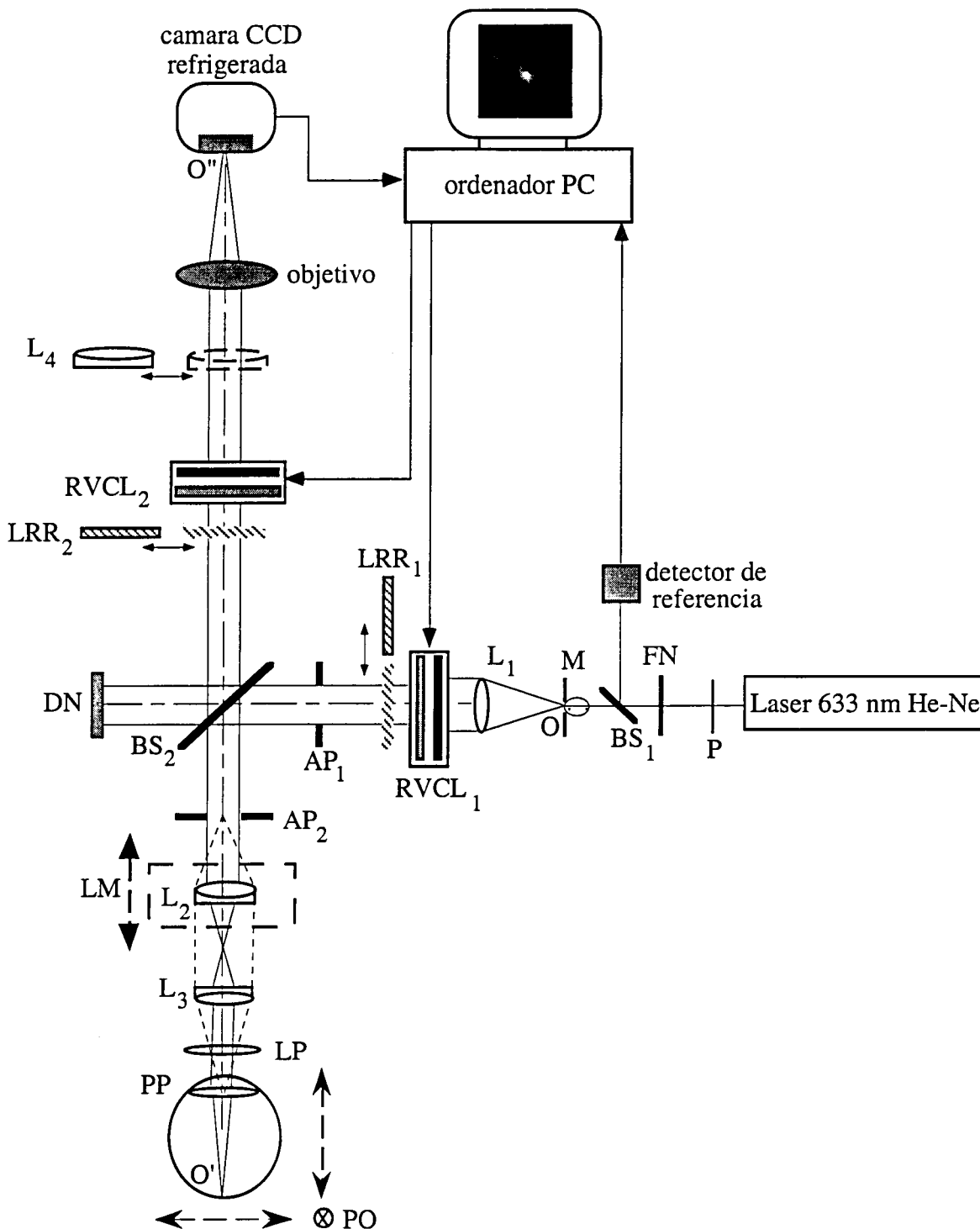


Figura 3.13: Esquema del polarímetro de imagen en doble paso usando retardadores variables de cristal líquido. P, polarizador lineal; FN, filtro neutro; M, objetivo de microscopio; O, fuente puntual; RVCL₁ y RVCL₂, retardadores variables de cristal líquido; L₁, lente convergente; L₂, L₃ y L₄ dobles acromáticos; LRR₁ y LRR₂, láminas retardadoras "removibles"; BS₁ y BS₂, divisores de haz; AP₁ y AP₂ diafragmas de apertura para el primer y segundo paso respectivamente; DN, difusor negro; O', imagen retiniana; O'', imagen de doble paso.

El test puntual (O), la imagen en la retina (O') y la imagen de doble paso en el CCD de la cámara (O'') son conjugados. La luz llega al ojo del sujeto y forma la imagen del test puntual sobre la retina (O'). Una fracción de la luz emerge del ojo, atraviesa nuevamente los mismos elementos ópticos que en el primer paso e incide en el PSA, formado por otra lámina retardadora "removible" (LRR₂) y un segundo retardador variable (RVCL₂). El objetivo de la cámara (SIGMA

APO AF, 400 mm, 1:5.6) forma la imagen de doble paso. Se ha utilizado una cámara refrigerada de barrido lento (SpectraSource MCD1000) con un CCD (TK512) de tamaño 512x512 pixels (27 μm de lado) con 16 bits/pixel (65.536 niveles de gris). Las imágenes registradas fueron de 256x256 píxeles y el tiempo de exposición (controlado desde el PC) de 4 segundos. Los dobletes del sistema Badal tienen la misma distancia focal, por lo que no contribuyen con ningún aumento (el aumento visual es la unidad), pero sí con una inversión de la imagen, que no influye debido a que el test es puntual. El test de 25 μm de diámetro que subtiende un ángulo de 52" se puede considerar aproximadamente puntual de acuerdo a un criterio empírico⁵. El diafragma AP₂ está conjugado con la pupila del observador y su diámetro siempre es menor que el de la pupila natural. La cabeza del sujeto se fija mediante una impronta dental colocada en un soporte cuyos posicionadores (PO) permiten el desplazamiento en las tres direcciones del espacio. En el plano focal objeto de L₃ se coloca un diodo emisor de luz (LED) utilizado como test de fijación, para seleccionar excentricidades transversalmente en la retina (figura 3.14).

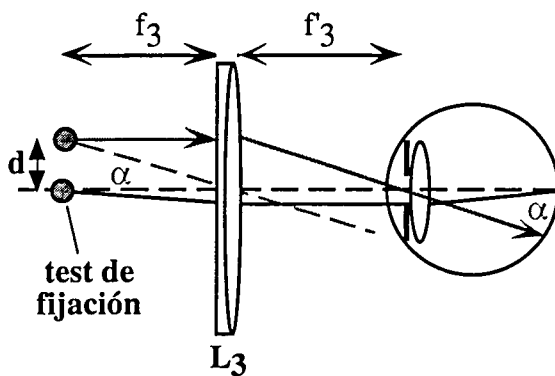


Figura 3.14: Esquema del test de fijación: d, desplazamiento transversal; α , excentricidad retiniana.

Para registrar imágenes de la pupila del observador se introduce un doblete acromático (L₄) de 600 mm de focal, que conjuga el plano de la cámara, con la pupila del sujeto (PP).

Una cámara CCD de vídeo (Sony, AVC-D5CE) sin filtro infrarrojo, no mostrada en la figura 3.13, que utiliza un objetivo de 50 mm (Nikon AF NIKKOR, 1:1.8) enfoca directamente la pupila del sujeto durante el tiempo de exposición, para controlar su centrado, mediante el seguimiento del reflejo corneal en un monitor (Sony, SSM-920CE). Las intensidades de referencia medidas se usaron para corregir el nivel medio de intensidad de las imágenes de doble paso, de acuerdo con las posibles fluctuaciones de la fuente.

3.3.3 Procedimiento para la obtención de la matriz de Mueller

Para cada combinación de estados PSG-PSA se registra una imagen de doble paso que contiene información de los dos pasos de la luz a través del ojo y de la reflexión retiniana. A partir de estas dieciseis imágenes se obtienen las matrices de Mueller espacialmente resueltas del ojo en doble paso, llamadas también PSMs o imágenes de matrices de Mueller.

⁵ Una fuente luminosa se considera puntual si el tamaño de la imagen paraxial es del orden del diámetro del disco central de la mancha de Airy. Para este caso de 633 nm y una pupila de 5 mm, la mancha central en el disco de Airy es de 1.06'.

El proceso para obtener la matriz de Mueller del ojo se describe a continuación. Para cada uno de los vectores de Stokes $S_{\text{PSG}}^{(m)}$, producidos en el PSG, el vector asociado que, saliendo del PSA llega a la cámara CCD, $S_{\text{PSA}}^{(m,n)}$, está dado por:

$$S_{\text{PSA}}^{(m,n)} = \overline{M}_{\text{PSA}}^{(n)} \cdot M_T \cdot M \cdot M_R \cdot S_{\text{PSG}}^{(m)} \quad (3.27)$$

donde M_R y M_T son las matrices de Mueller del divisor de haz en reflexión y transmisión respectivamente, previamente calibradas (apartado 3.3.4); M es la matriz de Mueller del ojo en doble paso y $\overline{M}_{\text{PSA}}^{(n)}$ es una de las cuatro matrices de Mueller del PSA, donde cada una corresponde a un estado independiente. De esta forma, para cada $S_{\text{PSG}}^{(m)}$ se tienen cuatro $\overline{M}_{\text{PSA}}^{(n)}$, cuatro vectores de Stokes $S_{\text{PSA}}^{(m,n)}$ y por tanto, cuatro imágenes (de $N \times N$ píxeles) $I_{\text{imagen}}^{(m,n)}$ ($n=1, 2, 3, 4$). Puesto que también se tienen cuatro vectores de Stokes independientes $S_{\text{PSG}}^{(m)}$ ($m=1, 2, 3, 4$), se registrarán finalmente dieciseis imágenes ($16 \times N \times N$ valores de intensidad), que dependen de los elementos de la matriz M .

A cada imagen $I_{\text{imagen}}^{(m,n)}$ se le resta una imagen de fondo, I_{fondo} , registrada colocando un difusor negro en el lugar que ocupa el ojo. Una vez restado el fondo, se ha tenido en cuenta la intensidad recogida por el detector de referencia en el tiempo de exposición que duró cada imagen. La imagen resultante es:

$$I_F^{(m,n)} = \frac{I_{\text{imagen}}^{(m,n)} - I_{\text{fondo}}}{\left(\frac{1}{Q} \sum_{i=1}^Q I_R(i) - I_{\text{cero}} \right)} \quad (3.28)$$

donde $I_R(i)$ son cada uno de los Q datos de intensidad de referencia que recoge el detector e I_{cero} la señal de continua del detector en oscuridad. La ecuación (3.28) es similar a la (3.24), pero está referida a imágenes.

Sea M_{PSA} la matrix auxiliar definida en (3.15). Si $S_{\text{OUT}}^{(m)}$ es el vector de Stokes que corresponde a cada $S_{\text{PSG}}^{(m)}$, emergiendo de la muestra a analizar y antes de entrar en el PSA ($S_{\text{OUT}}^{(m)} = M_T \cdot M \cdot M_R \cdot S_{\text{PSG}}^{(m)}$), se podrá escribir:

$$\begin{pmatrix} I_F^{(1-1)} & I_F^{(2-1)} & I_F^{(3-1)} & I_F^{(4-1)} \\ I_F^{(1-2)} & I_F^{(2-2)} & I_F^{(3-2)} & I_F^{(4-2)} \\ I_F^{(1-3)} & I_F^{(2-3)} & I_F^{(3-3)} & I_F^{(4-3)} \\ I_F^{(1-4)} & I_F^{(2-4)} & I_F^{(3-4)} & I_F^{(4-4)} \end{pmatrix} = M_{\text{PSA}} \cdot M_{S_{\text{OUT}}} \quad (3.29)$$

donde $M_{S_{\text{OUT}}}$ es la matrix auxiliar 4×4 cuyas columnas son los cuatro vectores de Stokes $S_{\text{OUT}}^{(m)}$ y cada columna de la matrix de la izquierda son las imágenes registradas (valores de intensidad para cada pixel) y normalizadas, correspondientes a un estado fijo del PSG y las cuatro combinaciones del PSA.

Por medio de una inversión de la última ecuación, a partir de las 16 imágenes se obtienen los elementos $M_{S_{\text{OUT}}}$. Finalmente, la matrix de Mueller del ojo en doble paso se calcula mediante la expresión:

$$M = (M_T)^{-1} \cdot M_{S_OUT} \cdot (M_{PSG})^{-1} \cdot (M_R)^{-1} \quad (3.30)$$

donde $M_{PSG} = \begin{pmatrix} S_{PSG}^{(1)} & S_{PSG}^{(2)} & S_{PSG}^{(3)} & S_{PSG}^{(4)} \end{pmatrix}$ es la matriz auxiliar del PSG definida en (3.15).

En la figura 3.15 se muestra el esquema de la transformación de los vectores de Stokes en el primer paso del polarímetro, antes de entrar en el ojo del observador.

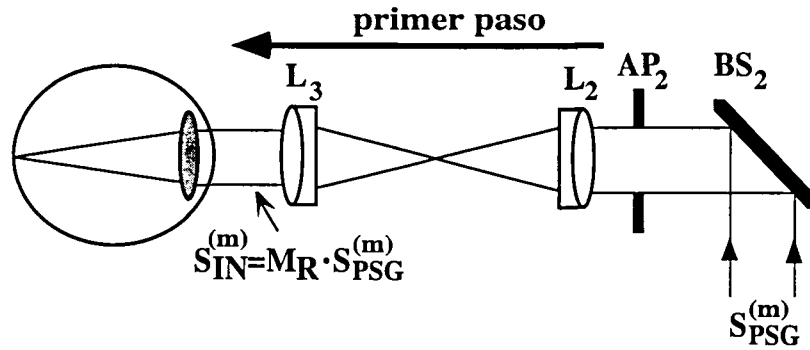


Figura 3.15: Vectores de Stokes que llegan al ojo en el primer paso. BS₂, divisor de haz; AP₂, pupila artificial; L₂ y L₃, dobles acromáticos; S_{PSG}^(m), vectores de Stokes que emegen de la unidad generadora; S_{IN}^(m), vectores de Stokes que entran en el ojo del observador; M_R, matriz del divisor de haz en reflexión.

Un esquema de la transformación de los vectores de Stokes en el segundo paso se presenta en la figura 3.16. Por su parte la figura 3.17 muestra el cambio que produce la unidad analizadora en los vectores que pasan por ella, antes de llegar a la cámara CCD.

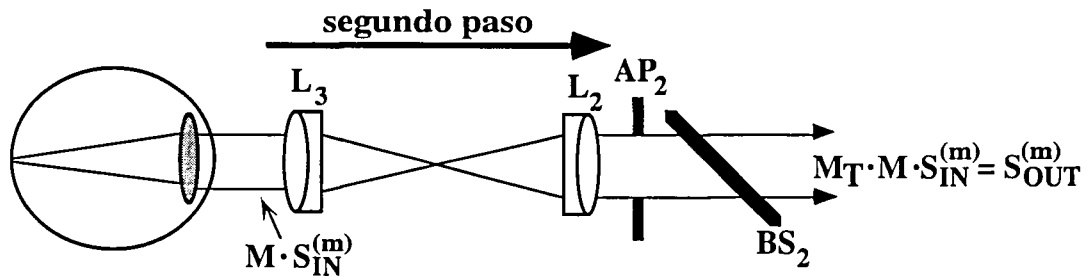


Figura 3.16: Vectores de Stokes que llegan a la unidad analizadora tras un doble paso en el ojo del observador. M, matriz de Mueller del ojo en doble paso; $M \cdot S_{IN}^{(m)}$, vectores de Stokes que salen del ojo; S_{OUT}^(m), vectores de Stokes que llegan a la unidad analizadora; M_T, matriz del divisor de haz en transmisión.

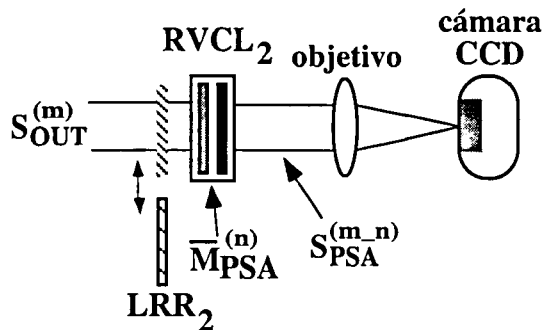


Figura 3.17: Vectores de Stokes que llegan a la cámara CCD, tras atravesar la unidad analizadora. RVCL₂, retardador variable de cristal líquido; LRR₂ lámina retardadora "removible"; S_{OUT}^(m), vectores de Stokes que entran en el analizador; $\overline{M}_{PSA}^{(n)}$, matrices de Mueller del analizador; S_{PSA}^(m,n), vectores de Stokes que llegan a la cámara CCD.

3.3.4 Calibrado del divisor de haz

En un polarímetro de imagen en doble paso, previamente a cualquier medida, es preciso calibrar el divisor de haz que afecta al estado de polarización en reflexión y en transmisión. Los cambios en el estado de polarización producidos por el divisor de haz se estiman calculando su matriz de Mueller en reflexión (M_R) y en transmisión (M_T). En el sistema, la luz en el primer paso se refleja en un divisor de haz BS_2 (figura 3.13) y en el segundo lo atraviesa.

El calibrado en los dos casos utiliza el analizador auxiliar formado por la lámina retardadora y el polarizador lineal, expuesto en el apartado 3.2.4.3. Para la obtención de M_R , se calculan los cuatro vectores de Stokes reflejados en el divisor de haz, cuando del PSG emergen los cuatro estados independientes $S_{PSG}^{(m)}$ (figura 3.18a).

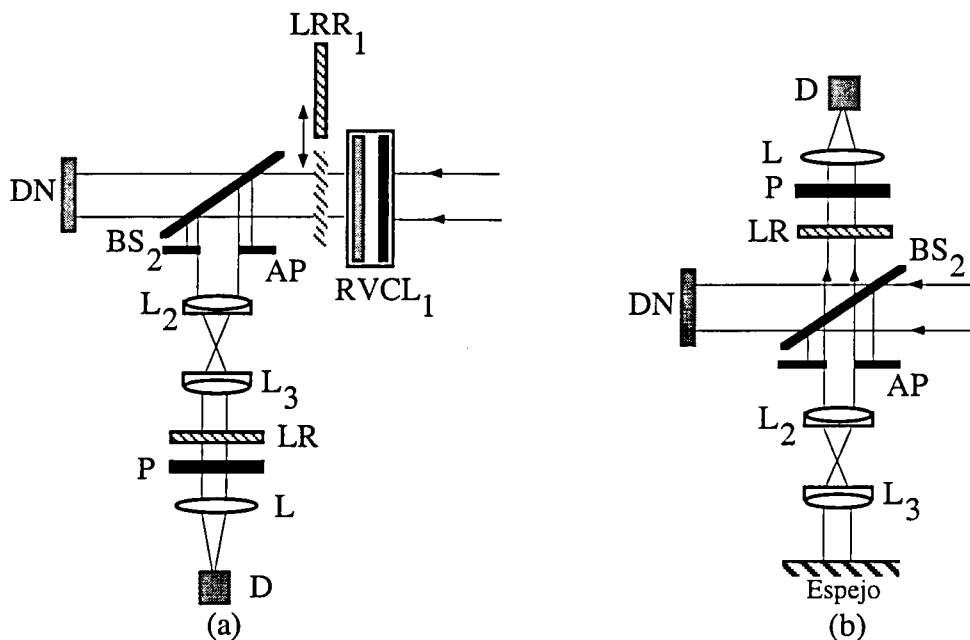


Figura 3.18: Calibrado del divisor de haz en reflexión (a) y en transmisión (b). RVCL₁, retardador variable de cristal líquido, LRR₁, lámina de cuarto de onda "removible"; BS₂, divisor de haz; AP, diafragma; L₂ y L₃, dobletes del sistema Badal, LR, lámina retardadora; P, polarizador lineal; L, lente convergente; D, detector; DN, difusor negro.

Para el cálculo de la matriz de Mueller del divisor de haz en transmisión M_T , se coloca un espejo en el lugar que ocuparía el ojo (figura 3.18b).

Capítulo 4

Calidad de la imagen retiniana en función del estado de polarización

En este capítulo se presentan resultados de calidad de imagen en función del estado de polarización de la luz de entrada y salida, obtenidos a partir de las imágenes de doble paso correspondientes a las dieciseis combinaciones independientes PSG-PSA, que proporciona el polarímetro descrito en el apartado 3.3. La calidad de imagen obtenida con este método incluye en sus resultados todos los efectos producidos por los elementos ópticos presentes, tanto en el camino de entrada como en el de salida y en particular, los cambios en el estado de polarización de la luz que los atraviesa.

4.1 El método de doble paso para el estudio de la calidad de imagen del ojo

El método de doble paso es un sistema oftalmoscópico utilizado para medir la calidad de la imagen retiniana. Desde que en 1955 Flamant registrara la imagen retiniana de una rendija [Flamant, 1955], se han incorporado diferentes mejoras tecnológicas al método, como el uso del láser como fuente de iluminación y cámaras CCD de vídeo [Santamaría *et al.*, 1987] o de alta resolución refrigeradas [Williams *et al.*, 1994; Artal *et al.*, 1995a] como instrumentos de registro.

Con este método, se ha evaluado la calidad de imagen para varios tamaños de pupila [Campbell y Gubisch, 1966; Artal y Navarro, 1994]; para distintas excentricidades en la retina [Jennings y Charman, 1981; Navarro *et al.*, 1993a; Williams *et al.*, 1996; Guirao y Artal, 1998]; en función de la edad [Artal *et al.*, 1993; Guirao *et al.*, 1999]; en sujetos implantados con lentes intraoculares [Navarro *et al.*, 1993b; Artal *et al.*, 1995b] y en función de la acomodación [López-Gil *et al.*, 1998], entre otros estudios.

En el registro de imágenes retinianas con el sistema de doble paso, el estado de polarización de la luz utilizada no se ha tenido en cuenta. En los sistemas experimentales que aparecen en la bibliografía, los autores normalmente utilizan luz polarizada lineal. El uso de polarizadores lineales cruzados en los caminos de entrada y salida se ha propuesto para eliminar el reflejo corneal en la imagen registrada. También se ha sugerido el uso de polarizadores paralelos en ambos pasos para mejorar la estimación de la calidad de imagen [Williams *et al.*, 1994].

Como el ojo introduce cambios complicados en la polarización de un haz que lo atraviesa [van Blokland, 1985], cualquier técnica basada en registrar la luz que vuelve de la retina, como es el caso del método de doble paso o sistemas que incorporan un sensor Hartmann-Shack, está afectada por la polarización.

La calidad de la imagen retiniana se evalúa mediante la función de transferencia de modulación (MTF¹). En el caso de tamaños de diafragmas de apertura iguales en los dos pasos del dispositivo experimental, la MTF se obtiene como la raíz cuadrada del módulo de la transformada de Fourier bidimensional de la imagen de doble paso (o imagen aérea) de un test puntual. En este cálculo de la MTF aparecen dos problemas. El primero es que las imágenes de doble paso contienen un fondo, o pedestal, aproximadamente constante, originado por el nivel de continua de la cámara CCD, por reflejos en elementos del sistema y en la córnea (primera imagen de Purkinje), por difusión intraocular y por *scattering* retiniano. En el espacio de Fourier, esa constante corresponde a una función delta, por lo que la curva de la MTF presenta una caída muy pronunciada a partir de la frecuencia fundamental. Puesto que la frecuencia espacial está normalizada a la unidad, los valores de las frecuencias diferentes de cero se reducen. El ruido en la imagen es el segundo problema, pues da lugar a componentes de alta frecuencia que producen un valor de modulación diferente de cero incluso más allá de la frecuencia de corte del sistema.

Para eliminar la caída abrupta a partir de la frecuencia fundamental, se han sugerido dos procedimientos. El primero consiste en calcular el valor de la constante sobre la que la imagen está montada y restárselo antes de calcular la MTF [Artal *et al.*, 1993; Navarro *et al.*, 1993a]. Esta operación tiene el inconveniente de la ambigüedad en la elección del valor de la constante. En el segundo método, se sustituye la caída abrupta en el perfil radial de la MTF por valores adecuadamente extrapolados deducidos partiendo del valor de la curva para bajas frecuencias. La extrapolación se lleva a cabo a partir de un ajuste a una exponencial decreciente en una zona de 4 o 5 píxeles, próxima al máximo del promedio radial [Artal y Navarro, 1994]. Los valores de la exponencial para frecuencias cercanas a la fundamental sustituyen a los valores del promedio y se renormaliza de nuevo toda la curva a la unidad. Por otra parte, el problema de la modulación de alta frecuencia debido al ruido, se elimina restando a la curva del perfil radial un valor constante, calculado a partir del valor promedio en el rango de frecuencias por encima de la frecuencia de corte (90 ciclos/grado si la frecuencia no se alcanza) y volviendo a normalizar toda la curva a la unidad. Estas soluciones se han incorporado en el procedimiento de cálculo de perfiles radiales de MTFs de este trabajo y se consideran las más convenientes para este tipo de cálculos.

¹ Del inglés *Modulation Transfer Function*.

4.2 Imágenes de doble paso obtenidas con polarizadores lineales paralelos y cruzados

En estudios previos se utilizó un sistema de doble paso con longitudes de onda en el visible (entre 397 y 697 nm) y polarizadores paralelos y cruzados en los caminos de entrada y salida, para registrar la luz que salía del ojo con cuatro combinaciones de las orientaciones de los ejes de transmisión de los dos polarizadores [Charman, 1980].

Siguiendo con esta línea, se ha comenzado realizando un análisis de las imágenes de doble paso obtenidas cuando el ojo está situado entre polarizadores lineales. Para ello se utilizó el sistema de doble paso [Santamaría *et al.*, 1987] incorporando dos polarizadores lineales, uno en el camino de entrada y otro en el de salida. Se registraron imágenes con polarizadores de entrada y salida paralelos entre sí, y con polarizadores cruzados. La figura 4.1 muestra un ejemplo de imágenes aéreas obtenidas con pupila de 5 mm de diámetro, para polarizadores paralelos y perpendiculares y la figura 4.2 presenta sus perfiles radiales de intensidad.

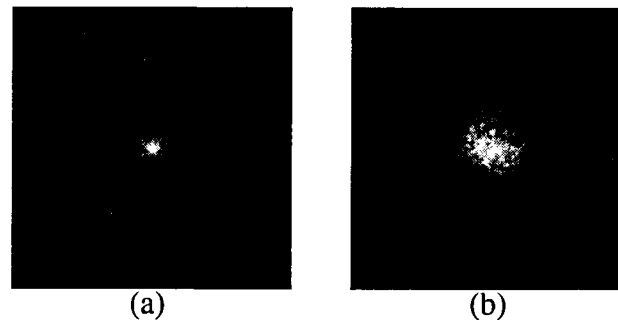


Figura 4.1: Imágenes de doble paso bidimensionales normalizadas a su máximo, en el sujeto PA (633 nm), con polarizador en el camino de salida, paralelo (a) y perpendicular (b) al polarizador de entrada. El polarizador de entrada se colocó en posición horizontal. Cada imagen subtende 59 minutos de arco de campo visual.

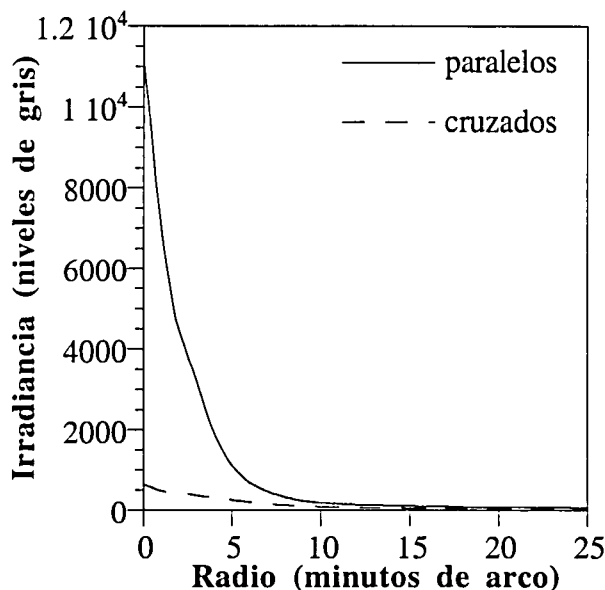


Figura 4.2: Perfiles radiales de irradiancia de las imágenes de la figura 4.1, con el polarizador en el segundo paso paralelo y perpendicular al de entrada.

En el ejemplo presentado, una vez restado un fondo constante, las intensidades totales de las imágenes en niveles de gris fueron 10.98 y 4.21 ($\times 10^6$) para el caso de polarizadores paralelos y cruzados, respectivamente. Es decir, la intensidad total en un caso es 2.6 veces mayor que en el otro. La figura 4.3 representa una ampliación del perfil de intensidad en la zona excéntrica de las

imágenes de la figura 4.1 y muestra que incluso para zonas separadas del centro de la imagen, el perfil correspondiente a polarizadores paralelos sigue estando por encima del de polarizadores cruzados.

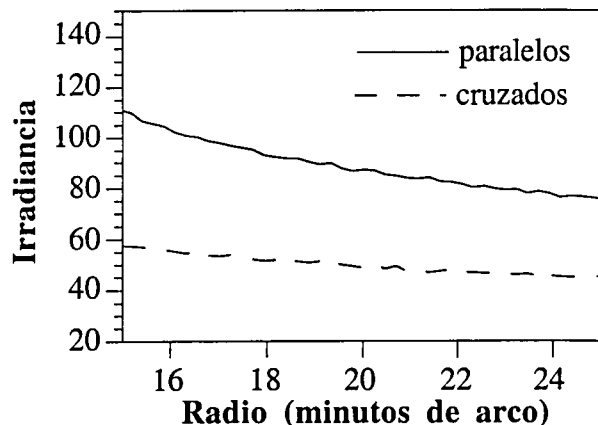


Figura 4.3: Detalle de los perfiles radiales de irradiancia (niveles de gris) entre 15 y 25 minutos de arco.

En la figura 4.4 se presentan las MTFs calculadas a partir de las imágenes aéreas anteriores.

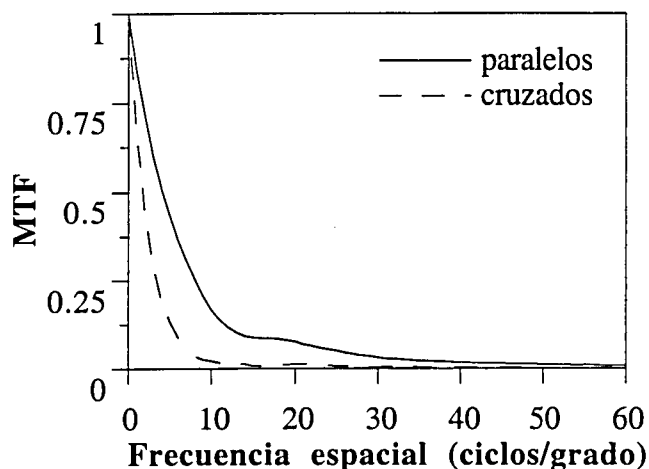


Figura 4.4: Funciones de transferencia calculadas a partir de las imágenes de doble paso registradas en el sujeto PA, para las dos posiciones de los polarizadores.

El ojo cambia el estado de polarización de la luz incidente polarizada horizontalmente, pues no se obtiene una extinción completa cuando se coloca un polarizador a la salida cruzado con el de la entrada. Además, el cambio que se produce en la luz de la zona central y de las colas de la imagen de doble paso es diferente.

Estos experimentos simples con polarizadores lineales, no son completamente apropiados pues pueden conducir a interpretaciones incorrectas, como por ejemplo que la luz polarizada elíptica se interprete como luz parcialmente polarizada. Por ello, la hipótesis de Charman de que la luz que forma la parte central de las imágenes conserva el grado de polarización tras la reflexión retiniana, mientras que la luz que forma parte de las colas de las imágenes se despolariza en gran medida [Charman, 1980], no se puede sostener solamente con un experimento de este tipo. Si la luz que emerge del ojo estuviese totalmente despolarizada o fuese circular, la intensidad recogida para cualquier zona de la imagen sería independiente de la orientación del polarizador a la salida.

Lo que sí se puede afirmar es que cuando los polarizadores son paralelos, la mayor parte de la luz que forma la imagen es aquella cuya elipse de polarización (denominada a veces "ángulo de polarización" u "orientación de la polarización") no ha perdido la orientación original, es decir, que conserva la dirección del eje mayor de la elipse de polarización que entró en el sistema. Por el

contrario, cuando los polarizadores son perpendiculares, la luz registrada, tanto de la zona central de la imagen como de las colas, corresponde a "la proyección" de la elipse de salida sobre el eje perpendicular a la orientación de la polarización original. En particular, debido a la gran diferencia entre las intensidades totales de las dos imágenes, se puede añadir que una parte significativa de la luz conservaría en gran medida la orientación de la polarización original.

Si se supone que la birrefringencia del ojo es lineal [van Blokland, 1985], el mínimo de la zona central de la imagen para polarizadores cruzados indica que, independientemente de si el acimut del eje del retardador equivalente es menor o mayor de 45° , el retardo introducido por el ojo en doble paso (en este caso) es menor de $\pi/2$, pues esto hace que la proyección del eje mayor sobre la horizontal sea mayor que sobre la vertical. Si el retardo fuese mayor de $\pi/2$, la luz registrada a la salida tendría un máximo cuando el polarizador de salida fuese vertical y un mínimo cuando fuese horizontal. En la zona de las colas de las imágenes el perfil con polarizadores paralelos sigue estando por encima del correspondiente al de polarizadores cruzados (figura 4.3), lo cual implica que incluso en esta zona, hay también una mayor contribución por parte de la luz que conserva la orientación de la polarización, a pesar de que el grado de polarización sea bastante menor que en el resto de la imagen.

Las diferencias entre estas imágenes pueden ser debidas al *scattering* retiniano (mucho más acentuado en las colas de las imágenes con polarizadores cruzados), al retardo asociado a los fenómenos de birrefringencia, a efectos de despolarización o incluso de actividad óptica. Todos estos efectos se estudian en el capítulo 5.

El cociente entre la cantidad de luz para la configuración de polarizadores cruzados y la de paralelos varía en gran medida dependiendo de la zona analizada, presentando una caída pronunciada del centro a la periferia de la imagen. Estos valores van desde aproximadamente $1/20$ en el centro a $1/5$, a 5 minutos de arco, llegando hasta $1/2$ en las zonas más alejadas (figuras 4.2 y 4.3). Cuanto más grande es este cociente, mayor es el cambio en el estado de polarización que sufre la luz correspondiente a esa zona con respecto al de entrada, lo cual sigue confirmando las afirmaciones expuestas en los párrafos anteriores. En general, se diría que la luz que emerge después de un doble paso, ha cambiado su estado de polarización (orientación y elipticidad), pero sin embargo tiende a conservar parte de la información de la elipse asociada al estado de polarización de entrada.

Con polarizadores cruzados la MTF presenta una caída abrupta con respecto a la MTF obtenida en el caso de polarizadores paralelos (figura 4.4), lo que indica que la calidad de imagen estimada es peor en el primer caso que en el segundo. Esto podría explicarse si en el caso de polarizadores cruzados se registra luz desenfocada procedente de otras zonas, o bien si las aberraciones fueran diferentes con las dos configuraciones. Sin embargo, con polarizadores lineales paralelos o perpendiculares, no se puede analizar cuantitativamente ni el grado de polarización de la luz de salida, ni los cambios que ha sufrido la luz incidente en cuanto a retardo. Para este estudio se propone el uso del polarímetro de imagen descrito en el capítulo anterior.

4.3 Calidad de imagen retiniana en función del estado de polarización de la luz de entrada y salida

En esta sección se muestran los resultados de calidad de imagen obtenidos a partir de las imágenes de doble paso registradas con el polarímetro. Se comparan las MTFs con distintos estados de polarización de entrada y salida en el ojo y se analizan las posibles causas que explican las diferencias existentes.

4.3.1 Procedimiento experimental

Las medidas de este experimento se han realizado en tres sujetos de 26, 27 y 37 años, todos varones y designados por las iniciales AG, JB y PA, respectivamente. La visión en todos ellos era normal y corregidas sus respectivas ametropías, su agudeza visual resultó ser mayor o igual a la unidad. AG y PA eran miopes (3.25 y 2 D, respectivamente) y sus ametropías esféricas se corrigieron con el sistema Badal. En el observador JB se utilizó una lente de prueba, para corregir su astigmatismo (1.25 D). Todas las series del sujeto AG se realizaron en un sólo experimento; para los observadores JB y PA se llevaron a cabo tres sesiones, con una diferencia de una semana en las del primero, y mes y medio entre la primera sesión y el resto, en el caso del segundo. Durante los experimentos, en JB y PA se paralizó la acomodación mediante la instilación de dos gotas de tropicamida al 1%, con un tiempo de espera de cinco minutos entre gota y gota. En el caso de AG se utilizó ciclopentolato al 1%, administrado de forma similar. La adquisición de imágenes comienza aproximadamente a los 20 minutos de haber administrado la segunda gota. Cuando el test de fijación es el propio test puntual de medida, las imágenes registradas corresponden a la zona central de la fovea. Para imágenes fuera de la fovea se utilizó el test de fijación de la figura 3.14. Una vez que el sujeto se mantiene inmóvil por medio de la impronta dental, el experimentador centra su pupila dilatada con respecto al haz de medida.

El proceso comienza determinando el mejor foco (refracción esférica) de forma subjetiva. En esta operación, el observador convenientemente instruido, desplaza la lente L_2 (figura 3.13), hasta ver el test lo más pequeño y brillante posible. Durante esta operación, el test está atenuado con filtros neutros con el objeto de poder observarlo confortablemente. El sistema se mantiene centrado para todo el recorrido de la lente móvil. La posición de mejor foco subjetivo se comprueba registrando imágenes de doble paso de 4 segundos de tiempo de exposición, en el mejor foco subjetivo y en posiciones alrededor de éste con intervalos de 0.2 D (la mínima separación en la escala del raíl corresponde a 0.046 D). Se miden los máximos de intensidad para cada una de las imágenes de forma que la posición de la imagen con mayor máximo representa el mejor foco objetivo. A continuación se comprueba que el error entre el foco objetivo y el subjetivo no excede de 0.2 D. En caso contrario se repite la búsqueda subjetiva.

Una vez encontrado el mejor foco, comienza la adquisición de las 16 imágenes aéreas. Un ordenador controla simultáneamente los RVCLs y la cámara CCD. Una vez que la tarjeta de adquisición de datos envía las señales de voltaje al PSG y al PSA, comienza el registro de la imagen, tiempo durante el cual el detector de referencia recoge datos de intensidad a su máxima

frecuencia. Esta operación se repite dieciséis veces, las nueve primeras imágenes no necesitan la incorporación de las láminas retardadoras, pero el resto sí, tal como se expuso en el capítulo 3. El tiempo empleado en el proceso completo no excede de 5 minutos. Tras terminar la serie, se registra una imagen de fondo, como se indicó en el apartado 3.3.3. Los diámetros de pupila artificial utilizados fueron 2 y 5 mm. El tamaño de las imágenes fue 256x256 pixels (16 bits/pixel) y el tiempo de exposición, 4 segundos. Puesto que la distancia focal del objetivo utilizado fue de 400 mm, la razón de muestreo de las imágenes corresponde a 0.23 minutos de arco por pixel, lo que da un campo angular retiniano de 59 minutos de arco.

Aunque las imágenes de doble paso con luz roja son ligeramente peores que con luz verde [Williams *et al.*, 1994], tienen la ventaja de que se minimiza el efecto del blanqueo de los fotorreceptores, que podría afectar al estado de polarización de la luz que sale del ojo [van Blokland y van Norren, 1986].

Las imágenes de fondo sirven para verificar la ausencia de reflejos y algunos autores deciden no restarla de la imagen aérea para no aumentar el ruido. En ellas, el nivel de gris medio fue de 1650. Este nivel es del mismo orden que la señal de continua que aparece en las imágenes de doble paso. La irradiancia en el plano de la córnea no ha superado los 100 nW/cm² en el caso de pupila de 2 mm de diámetro, ni tampoco los 250 nW/cm² cuando la pupila fue de 5mm. En los dos casos se está tres órdenes de magnitud por debajo de los máximos permitidos para la longitud de onda y los tiempos de exposición utilizados [ANSI Z136.1, 1993].

A cada una de las imágenes aéreas de las series de los distintos sujetos se le restó la imagen de fondo y se normalizaron siguiendo ecuación (3.28). Con estas imágenes $I_F^{(i-j)}$ se han realizado dos operaciones. En la primera se calcularon las MTFs correspondientes. En una segunda operación, a partir de las series de dieciséis imágenes de doble paso con diferentes combinaciones de estados de polarización PSG-PSA, se han calculado las matrices de Mueller espacialmente resueltas (apartado 4.5). En este cálculo, el ruido de cada imagen se redujo mediante la aplicación de un filtro de mediana y cada una de ellas se submuestreó a un tamaño de 64x64 píxeles.

De forma similar se han obtenido las matrices de Mueller espacialmente resueltas a partir de imágenes del plano de la pupila (iluminando el ojo con un haz de 2 mm). En estas imágenes, como el reflejo corneal (primera imagen de Purkinje) es bastante brillante, se elimina digitalmente. Seguidamente se les pasa un filtro de mediana y se submuestrean a un tamaño de 48x48 píxeles, con lo que cada pixel equivale a 0.16 mm en el plano de la pupila.

4.3.2 Resultados

4.3.2.1 Imágenes aéreas y perfiles radiales en la zona central de la fovea

La figura 4.5 muestra una serie de imágenes de doble paso correspondientes a las 16 combinaciones PSG-PSA del polarímetro de imagen, para un tamaño de pupila de 2 mm. Todas las imágenes aéreas son simétricas, pues los diafragmas de apertura en el camino de entrada y salida coinciden [Artal *et al.*, 1995a]. Los estados 1, 2, 3 y 4 corresponden a luz lineal horizontal, lineal vertical, circular dextrógira y lineal a 45°, respectivamente (figura 3.6).

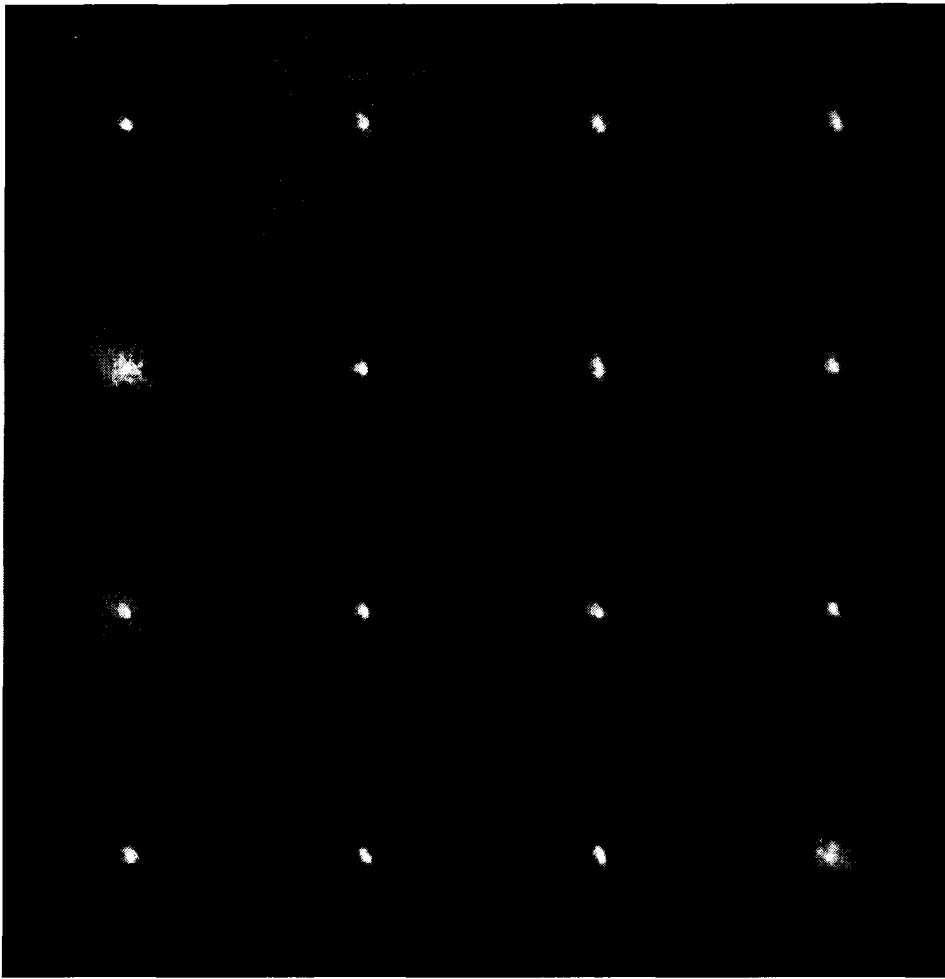


Figura 4.5: Serie de imágenes aéreas para las diferentes combinaciones PSG-PSA en el sujeto PA. Cada fila corresponde a un estado del PSG fijo (estado i) y las cuatro combinaciones del analizador (estados j). Cada imagen se designa por i_j (con $i, j=1, 2, 3, 4$) y subtende 59 minutos de arco de campo visual.

En la figura 4.6 se presentan los perfiles radiales promediados de las imágenes aéreas correspondientes a las combinaciones 1_1, 1_2, 2_1 y 2_2 de la figura 4.5.

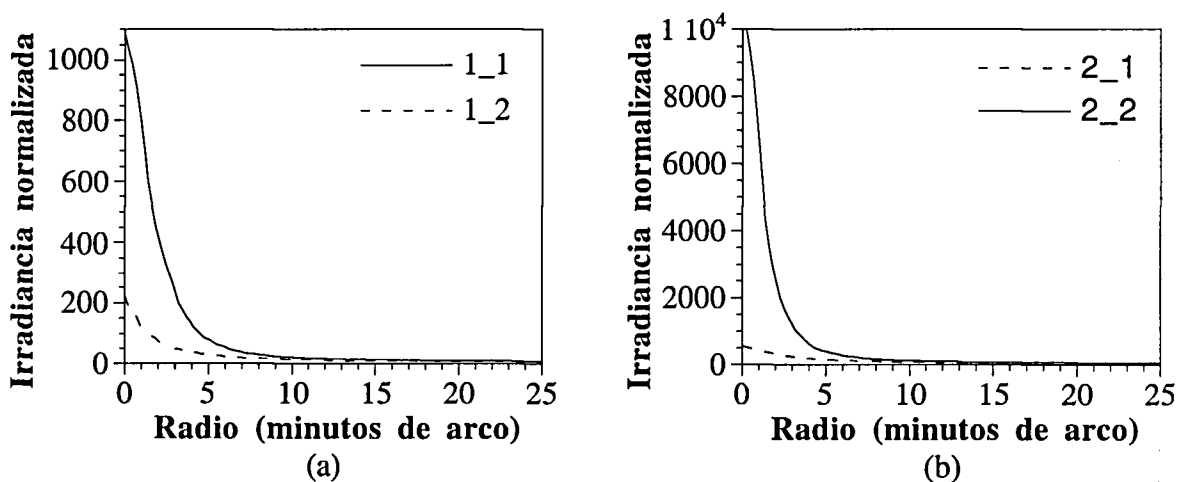


Figura 4.6: Perfiles radiales de la irradiancia de las imágenes de doble paso de la figura 4.5, para cuatro combinaciones PSG-PSA diferentes.

La figura 4.7 muestra el perfil radial de la irradiancia normalizada de las imágenes de doble paso, correspondientes a la combinación 1_1, para dos tamaños de pupila, en los tres sujetos estudiados.

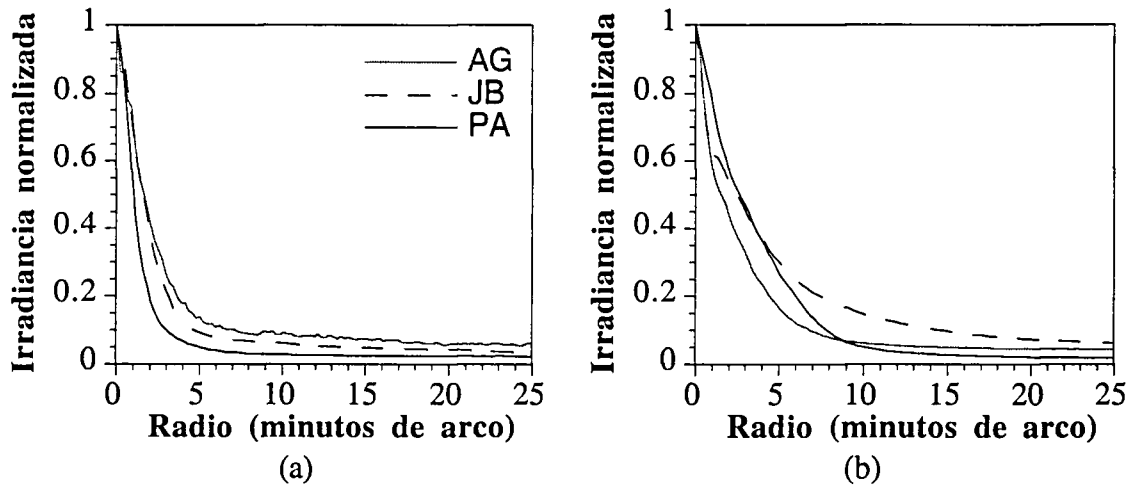


Figura 4.7: Perfiles radiales medios para cada sujeto de la irradiancia normalizada de las imágenes aéreas para la combinación 1_1. Los tamaños de pupila son 2 (a) y 5 mm (b).

Las imágenes asociadas a los estados 1_1 y 2_2 corresponden aproximadamente a las imágenes con polarizadores lineales paralelos. Las asociadas a polarizadores cruzados son la 1_2 y la 2_1. De esta forma se comprueban de nuevo los resultados obtenidos con polarizadores lineales, teniendo en cuenta que en este caso, para registrar las imágenes se han utilizado los RVCLs. En la figura 4.8, la representación logarítmica normalizada de los perfiles radiales de las imágenes 2_1 y 2_2 muestra que, para ángulos mayores de 15 minutos de arco, la irradiancia de las imágenes de la combinación 2_1 parece mantenerse constante (alrededor de 0.1), mientras que en la combinación 2_2 tiene todavía una ligera pendiente. Esto indica que hay diferencias evidentes entre los halos de las imágenes para las dos combinaciones de estados de polarización, debido probablemente a que una combinación recoge más luz que ha sufrido *scattering* que otra.

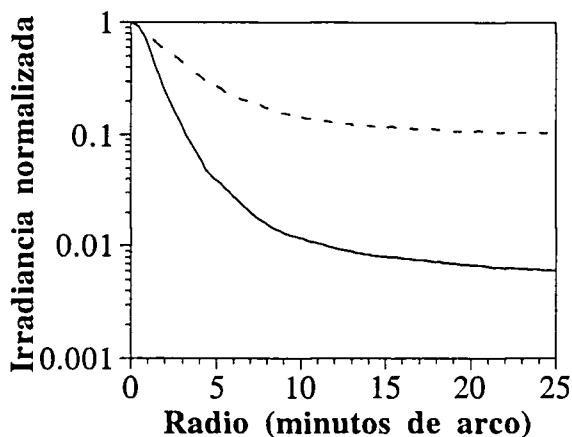


Figura 4.8: Perfiles radiales de la irradiancia normalizada en escala logarítmica, para las imágenes de las combinaciones 2_1 (trazo discontinuo) y 2_2 (trazo continuo) en el sujeto PA.

Por otra parte, cuando se representan los valores de irradiancia normalizados para varios sujetos y tamaños de pupila (figura 4.7), se aprecia que con los dos tamaños de pupila, la parte central de las imágenes son parecidas para todos los observadores. Este hecho es también independiente del estado de polarización, como se mostrará en el apartado 4.4.

La comparación de los perfiles radiales de las imágenes 3_1 y 3_2 presentado en la figura 4.9, muestra un comportamiento similar a los de las figuras 4.6a y 4.6b.

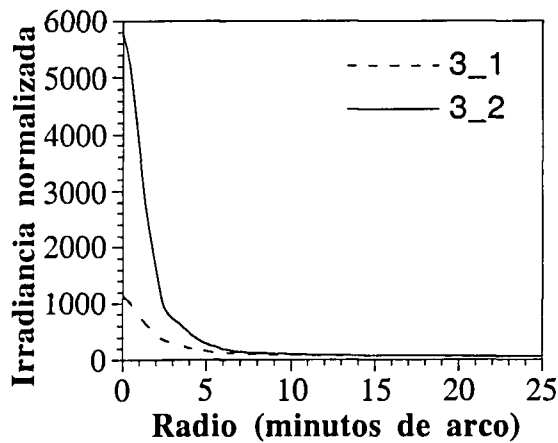


Figura 4.9: Perfiles radiales de irradiancia para las imágenes de las combinaciones 3_1 y 3_2, en el sujeto PA, con 2 mm de diámetro pupilar.

Este hecho indica que no sólo las imágenes asociadas a configuraciones de polarizadores paralelos y cruzados dan mejores y peores imágenes respectivamente, sino que hay imágenes (3_2 y 3_1 concretamente) con las que ocurre algo similar, cuando realmente el estado de entrada 3 corresponde a luz circular dextrógira. En principio, esto parece indicar que la calidad de imagen del ojo obtenida con el método del doble paso depende claramente de la combinación de estados de polarización de entrada y salida.

4.3.2.2 Calidad de imagen en la zona central de la fóvea

Partiendo de cada una de las imágenes aéreas $I_F^{(i-j)}$ de las series de los distintos sujetos, se han calculado sus MTFs. La figura 4.10 muestra las MTFs correspondientes a las imágenes aéreas del sujeto PA mostradas en la figura 4.5. Básicamente estos resultados tienen un comportamiento similar a los obtenidos para otros dos sujetos (JB y AG). En la figura 4.11 se han representado las MTFs medias para tres sujetos y todas las combinaciones PSG-PSA, con un tamaño de pupila de 2 mm.

Además de la MTF, también se han comparado los resultados de calidad de imagen retiniana en términos de la *razón de Strehl* [Mahajan, 1991]. Este parámetro se define como el cociente entre el volumen bajo la MTF del sistema y el correspondiente a la MTF limitada por difracción. En la figura 4.12 se muestran las medias de las razones de Strehl con 2 mm de pupila. Las razones de Strehl medias para una pupila de 5 mm se han representado en la figura 4.13.

Tanto las MTF como las razones de Strehl muestran que la calidad de imagen retiniana depende de las distintas combinaciones de estados de polarización en los caminos de entrada y salida. Analizando las MTFs individualmente, en el caso de una pupila de 2 mm, las figuras muestran que para los tres primeros estados de polarización de entrada siempre hay una imagen correspondiente a un estado de polarización de salida que tiene una calidad bastante peor que el resto. Este resultado se podía prever con las imágenes aéreas de la figura 4.5. En los casos en los que el estado de entrada es el 4 (aproximadamente luz lineal a 45°) la diferencia es menor.

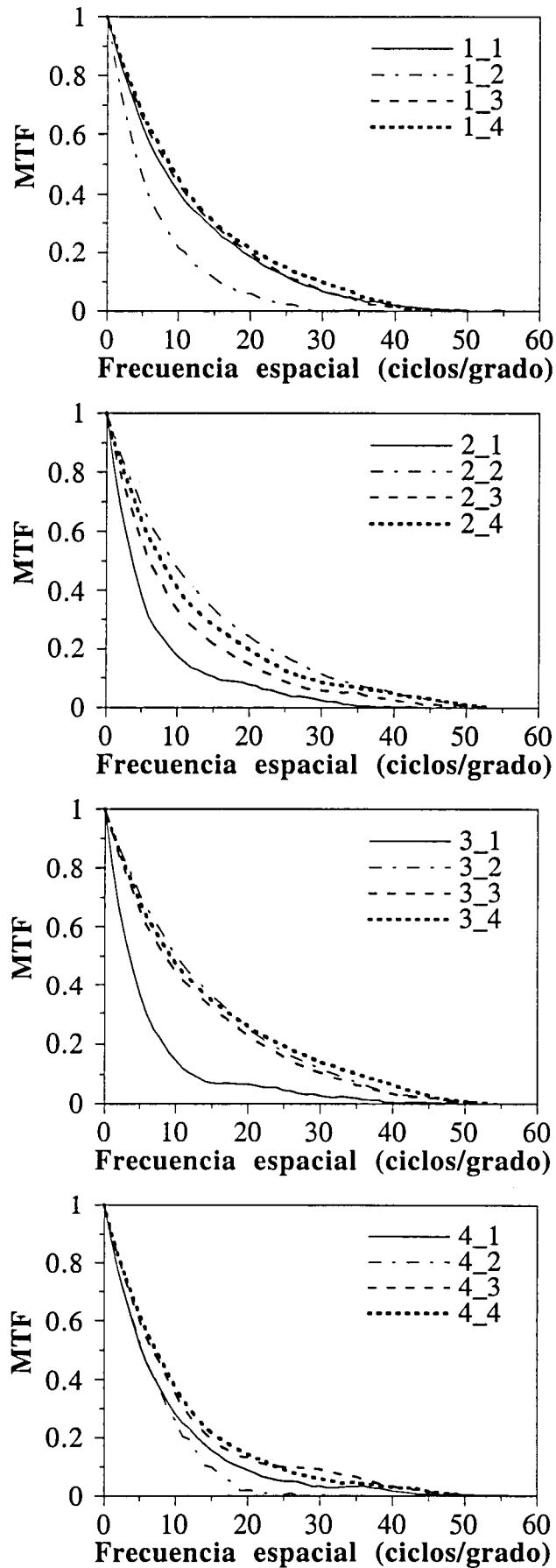


Figura 4.10: MTFs oculares para el observador PA, con pupila de 2 mm y todas las combinaciones de estados de polarización PSG-PSA.

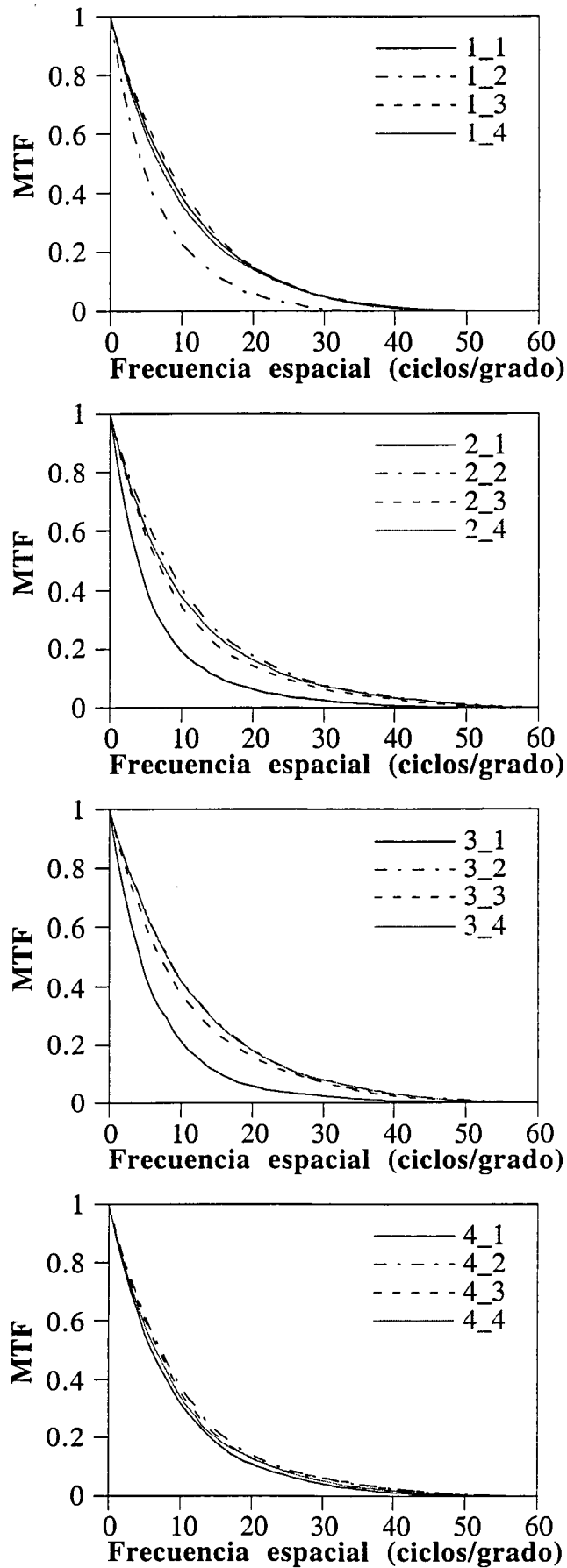


Figura 4.11: MTFs medias en función de las combinaciones de estados de polarización PSG-PSA.

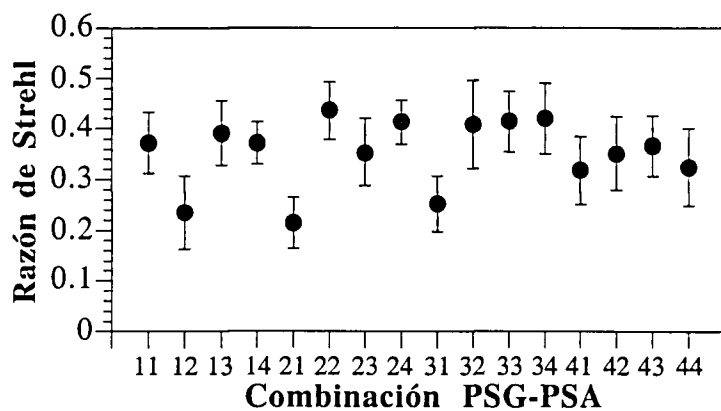


Figura 4.12: Razones de Strehl medias para los sujetos AG, JB y PA, con pupila de 2 mm. Las barras de error representan la desviación estándar.

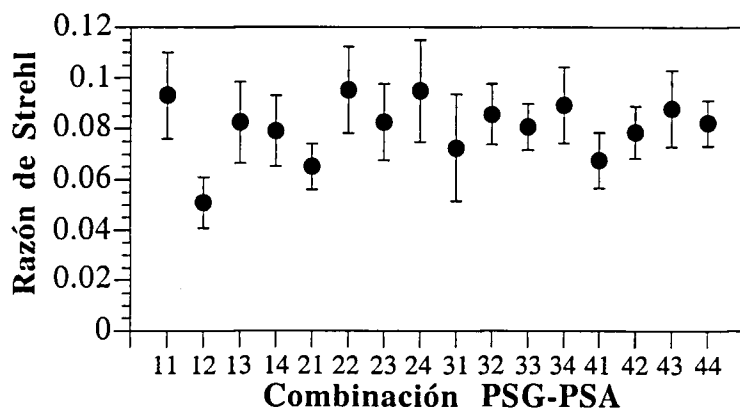


Figura 4.13: Medias de las razones de Strehl para tres sujetos y 5 mm de pupila.

De los tres casos de peor MTF (1_2, 2_1 y 3_1) sólo el 2_1 y el 1_2 corresponden al caso de polarizadores cruzados. Lo que ocurre con la parte central de la combinación 3_1 se puede explicar de la siguiente manera. Por el razonamiento hecho en el apartado 4.2, el retardo introducido por el ojo en un doble paso, es menor de $\pi/2$ radianes. Si la luz que llega al ojo es circular dextrógira (estado 3), un retardo más pequeño de $\pi/2$ (independientemente de la orientación del eje lento de la estructura birrefringente lineal) haría que la proyección del eje mayor de la elipse de salida fuese mayor en la dirección vertical que en la horizontal (si el retardo introducido por el ojo fuese pequeño, la diferencia entre los ejes sería también pequeña). Puesto que el estado en el PSA es el 1 (horizontal) la proyección del eje mayor de la elipse está cruzada con la orientación del estado de salida. La luz de las colas tiene contribuciones similares a las expuestas en el apartado 4.2, de lo cual se deduce que el efecto es similar al de polarizadores cruzados y la calidad de imagen será también baja.

En las imágenes de combinaciones con mejor calidad, se aprecia que no son mucho mejores aquellas que corresponden a polarizadores paralelos (1_1 y 2_2) sino que existen combinaciones tan buenas como ellas, como es por ejemplo la 3_2. La razón es similar a la expuesta para la imagen 3_1, sin embargo en este caso, la proyección del eje mayor de la elipse de salida es mayor en la dirección del estado asociado al PSA. Estos resultados son similares en todos los sujetos, como se puede deducir de las MTFs medias de la figura 4.11.

Para cada estado de polarización de entrada fijo (1, 2 o 3), hay uno de los cuatro estados de salida que produce una peor imagen. Pero cuando el estado de entrada en el sistema es el 4, la diferencia es menor (figura 4.11). Esto puede ser debido a que el acimut del retardador equivalente

de algunos de los observadores sea cercano a $\pi/4$, hecho que implica que las proyecciones sobre los dos ejes de referencia de los ejes mayor y menor de la elipse de salida sean similares.

Las medias de la razón de Strehl para todos los estados fueron 0.08 ± 0.01 y 0.35 ± 0.07 para pupilas de 5 y 2 mm respectivamente. A pesar de las diferencias de escala, las tendencias de las razones de Strehl para cada uno de los estados son las mismas en los dos casos, es decir, es como si con la pupila de 5 mm la escala de los valores de razón de Strehl estuviese "comprimida". Parece que las diferencias en calidad de imagen con pupila de 2 mm son más evidentes que para 5 mm, sin embargo esto no es cierto, porque si se correlacionan las razones de Strehl para los dos casos, el coeficiente de correlación [Johnson, 1988] tiene un valor de 0.83. Esto indica que la relación existente entre la polarización y calidad de imagen es independiente del tamaño de pupila.

La polarización juega un papel importante a la hora de estimar la calidad óptica del ojo a partir del método de doble paso. Esto, unido a lo expuesto en el apartado 4.2, indica que probablemente en la estimación de la calidad de imagen retiniana con el método de doble paso, los cambios en el estado de polarización en el camino de salida manteniendo fijo el de la entrada sean cruciales y más importantes que los del camino de entrada.

4.3.2.3 Calidad de la imagen retiniana a 3 grados de excentricidad

Para imágenes registradas a 3° de excentricidad el observador no fija al punto test de medida como en el caso de fijación foveal central, sino al test que se mostraba en la figura 3.14. La estructura retiniana a esa excentricidad difiere sustancialmente de la de la parte central de la fovea, sobre todo en lo que a espesor de capas de fibras nerviosas se refiere. Sin embargo la calidad de imagen es similar [Artal y Navarro, 1992; Navarro *et al.*, 1993a]. Para comprobar esto y analizar la posible influencia de la polarización a estas excentricidades, se ha hecho el mismo experimento que en la fovea, intentando mostrar la posible influencia que pequeñas variaciones en la posición foveal, podrían tener en la calidad de imagen obtenida.

La figura 4.14 muestra los valores de razón de Strehl a 3° de excentricidad en un observador, para todas las combinaciones PSG-PSA, comparada con la obtenida en el centro de la fovea para el mismo sujeto.

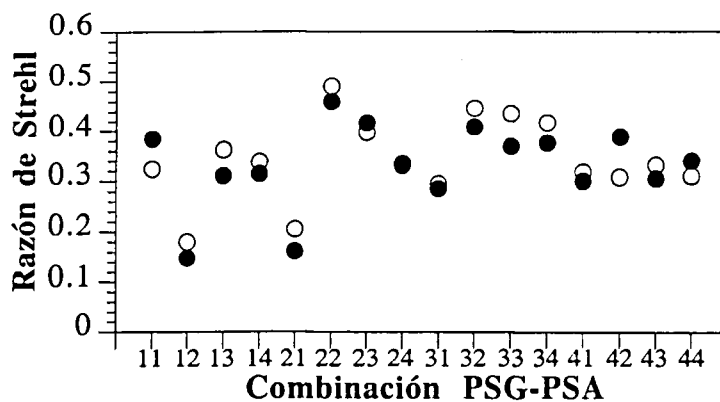


Figura 4.14: Razones de Strehl para el sujeto PA a 3° de excentricidad foveal retina temporal (círculos negros) y en el centro de la fovea (círculos blancos). El tamaño de pupila fue de 2 mm.

La tendencia observada en imágenes registradas en el centro de la fovea sigue manifestándose a estas excentricidades. La diferencia entre las medias de las razones de Strehl para todos los estados no es excesiva: 0.34 para la fovea y 0.33 para la posición excéntrica. En casi todas las

combinaciones de estados de polarización, la razón de Strehl es ligeramente mayor para posiciones foveales. Esto implicaría que la calidad de imagen se degrada sistemáticamente para posiciones excéntricas; sin embargo la variación en la razón de Strehl en condiciones experimentales muy fijas es de 0.01 [Artal y Navarro, 1992], valor similar a la diferencia entre las medias calculadas. No obstante, es importante señalar que la posible degradación existente es independiente de los estados de polarización de entrada y salida.

La pequeña diferencia en la calidad de imagen se debe básicamente a la diferente estructura retiniana, en especial al espesor de la capa de fibras nerviosas, que en el centro de la fóvea se reduce considerablemente. Puesto que la retina tiene naturaleza tanto birrefringente como dicroica [Bour, 1991] (ver capítulo 5) y estas fibras nerviosas de la retina están orientadas de forma diferente dependiendo de la zona que ocupan, posiblemente haya ciertos estados de polarización que puedan originar mejor calidad de imagen debido a una posición preferencial de alineamiento de fibras y un eje de mayor transmisión en esa dirección.

De forma general, se puede deducir que el comportamiento de las zonas parafoveales a efectos de calidad de imagen retiniana en función del estado de polarización es semejante al de la fóvea, exceptuando las combinaciones 1_1 y 4_2, en las que es posible que ocurriera algún error de tipo experimental.

4.4 Efecto de la estructura retiniana en las imágenes de doble paso para diferentes estados de polarización

A partir de los resultados del apartado 4.3 las preguntas que surgen son: ¿están las imágenes 1_2, 2_1 y 3_1 desenfocadas y por tanto es posible mejorarlas?; ¿hay una razón fundamental asociada a la estructura retiniana o existen factores externos al sistema que influyen igualmente sobre la calidad de imagen obtenida?; ¿existe algún cambio en la reflexión retiniana dependiendo de los estados de polarización de la luz incidente que pueden afectar directamente a las imágenes registradas? Para intentar dar respuesta a estas preguntas, en este apartado se analiza la relación entre la calidad de imagen con distintas combinaciones de estados de polarización y el desenfoque.

Si la luz reflejada en la retina lo hace en diferentes capas dependiendo del estado de polarización [Charman, 1980], la posición del mejor foco para diferentes estados de polarización debería ser diferente. Para comprobar esta suposición, se registraron series de imágenes de doble paso en las condiciones antes descritas, para diferentes focos, en incrementos de 0.2 D (que corresponden a un desplazamiento axial en la retina de 37.5 μm) alrededor del mejor foco objetivo en la fóvea. La figura 4.15 presenta los valores de la razón de Strehl para dos combinaciones PSG-PSA y distintas posiciones de foco. Las imágenes de doble paso correspondientes a las dos combinaciones se muestran en la figura 4.16.

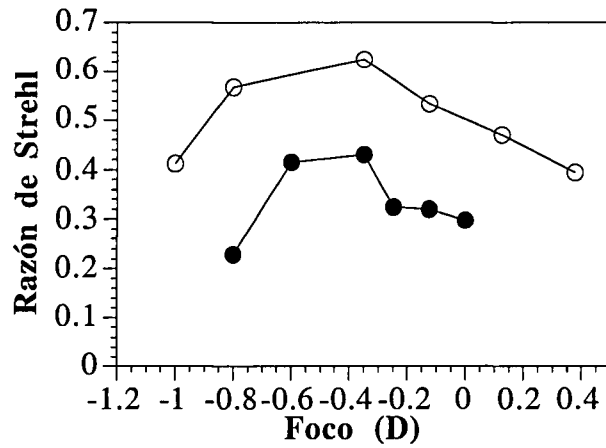


Figura 4.15: Razones de Strehl en función del foco para el sujeto JB, con dos combinaciones diferentes de estados de polarización: 1_2 (círculos negros) y 2_2 (círculos blancos).

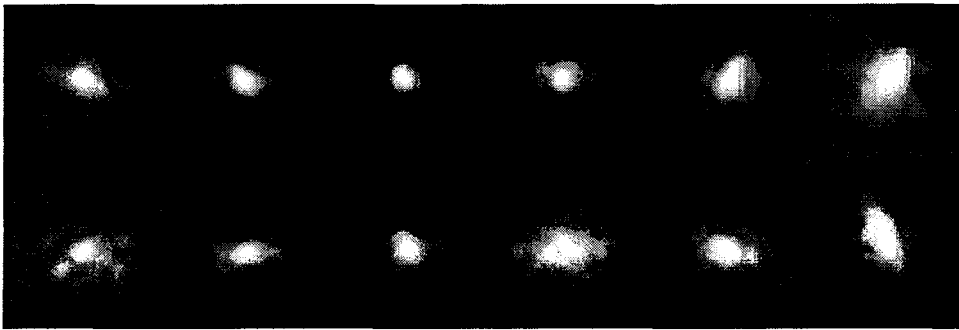


Figura 4.16: Imágenes de doble paso para las combinaciones 2_2 (fila superior) y 1_2 (fila inferior), correspondientes a diferentes focos (en incrementos de 0.2 D), en el sujeto JB, con una pupila de 2 mm de diámetro. Cada imagen subtende 14.75 minutos de arco.

El mejor foco aparece aproximadamente en el mismo lugar para ese par de combinaciones de estados de polarización. Otras medidas hechas para las combinaciones 1_1 y 2_1, no mostradas, coinciden con lo presentado. Esto indica que no hay una dependencia entre el estado de polarización y el mejor foco.

Estudio de la zona central de las imágenes

Puesto que el desenfoque no parece ser la causa de la diferencia en la calidad de imagen, ya que el mejor foco es independiente de la polarización, ¿son otras aberraciones, el *scattering* o quizás la luz proveniente de otras capas de la retina, las responsables de las diferencias? La figura 4.17 presenta una ampliación (13.8 minutos de arco) de las imágenes de doble paso para los dos tamaños de pupila y las combinaciones 2_1 y 2_2. Se han escogido estas imágenes por ser claramente diferentes en calidad de imagen, independientemente del observador.

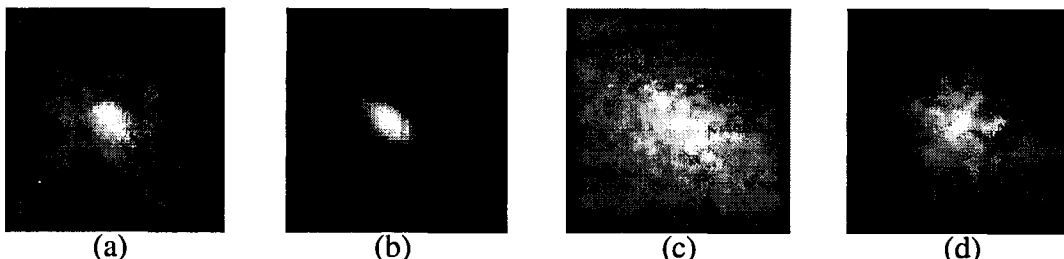


Figura 4.17: Detalles de varias imágenes de doble paso (13.8 minutos de arco): (a) 2_1, sujeto PA, 2 mm. (b) 2_2, sujeto PA, 2 mm. (c) 2_1, sujeto JB, 5 mm. (d) 2_2, sujeto JB, 5 mm.

En la figura 4.18 se muestran los perfiles radiales de irradiancia normalizados correspondientes a las imágenes anteriores.

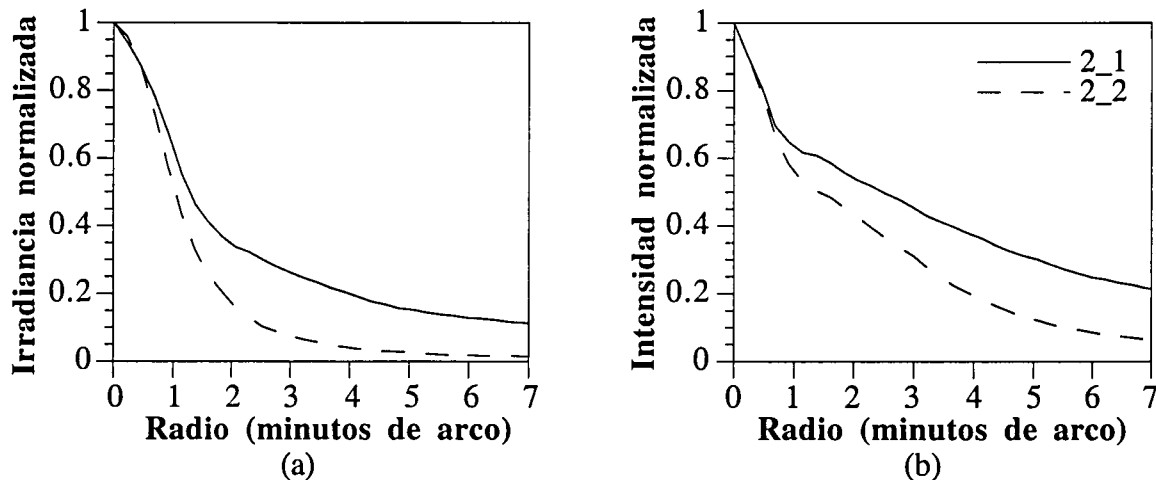


Figura 4.18: Promedios radiales normalizados de la irradiancia de las imágenes de doble paso de la figura 4.18, para el sujeto PA y 2 mm (a) y para el sujeto JB y 5 mm (b).

Los perfiles radiales normalizados muestran la diferencia entre la parte central y las colas de las imágenes. Para los dos tamaños de pupila la combinación 2_1 tiene un perfil más ancho que la 2_2, lo cual vuelve otra vez a indicar las diferencias en la calidad de imagen, que se podían también intuir al observar las imágenes de la figura 4.17.

Los resultados obtenidos buscando una posible conexión entre el desenfoque y los estados de polarización de entrada y salida, muestran que con esta longitud de onda y en la fóvea, no es posible mejorar la calidad de imagen de esas combinaciones cambiando el foco. Con ello se puede decir que en la retina hay una única capa responsable de la mayor parte de la reflexión retiniana y que la dependencia entre la calidad de imagen y la polarización no sólo se verifica en la posición de mejor foco, sino también fuera de ella. Incluso hay imágenes aéreas de zonas desenfocadas de la combinación 2_2, que son comparables o incluso mejores que otras correspondientes al mejor foco con otra combinación de estados de polarización. Esto implica que posibles variaciones en el estado de polarización por parte del brazo de salida del doble paso, podrían sobreestimar (o subestimar) la calidad de imagen.

El estudio de las zonas ampliadas de las combinaciones 2_1 y 2_2 para dos tamaños de pupila muestra que el ancho de la parte central de las imágenes (hasta 1 minuto de arco) es similar en todas ellas (figura 4.18). Fuera de esta zona central, el perfil normalizado de la imagen asociada a la combinación 2_1 ("polarizadores cruzados") está por encima del de la 2_2 ("polarizadores paralelos"), lo cual va ligado a un empeoramiento de la calidad de imagen. Un deterioro de la imagen retiniana normalmente va asociado a un incremento de las aberraciones, sin embargo, aquí queda mostrado claramente que la calidad de imagen cambia considerablemente cuando se mantiene constante el estado de polarización de entrada y se cambia la salida. Puesto que el estado de polarización de la luz que emerge del ojo es la misma en los dos casos (entrada con estado 2), es de suponer que este cambio en las imágenes se debe a modificaciones en el haz por parte de brazo de salida, pues la luz que se recoge en uno y otro caso no es la misma (apartado 4.2). Los

cambios de polarización en el centro y en las colas de las imágenes no son los mismos, lo cual se pone de manifiesto al cambiar el estado de polarización de salida y trae consigo la diferencia en la estimación de la calidad de imagen.

Por tanto, en vista de los resultados, la reducción de la calidad de imagen con respecto a los estados de polarización de entrada y salida es un efecto externo al ojo, pues para unas condiciones experimentales determinadas, fijado un estado de polarización de entrada, el estado de polarización a la salida del ojo también es fijo. Este cambio en la calidad de imagen sería debido básicamente a artefactos externos, ajenos al sistema bajo estudio, que cambian el estado de polarización de la luz antes de llegar al sistema de registro. Esos cambios en la polarización de la luz emergente, pueden falsear en gran medida los resultados de calidad de imagen obtenidos con el método de doble paso, de lo cual se deduce que el brazo de salida es crucial en los estudios de la calidad de imagen con este método y deberá estar controlado.

4.5 Matrices de Mueller espacialmente resueltas (PSMs)

La estimación de la calidad de imagen retiniana depende principalmente del estado de polarización de salida, pero, ¿qué dependencia hay entre la calidad de imagen y los estados de polarización de entrada? La separación de las contribuciones del brazo de salida y entrada en una imagen de doble paso no es fácil, pues en las imágenes aéreas se recogen los efectos de ambos pasos conjuntamente.

Las matrices de Mueller espacialmente resueltas del ojo en doble paso contienen toda la información sobre la polarización del ojo, sin tener en cuenta efectos externos. En ese sentido, estas matrices, además de servir para un estudio polarimétrico, serán útiles para el estudio de la calidad de imagen retiniana con respecto a la polarización solamente de entrada. Las PSMs permiten la reconstrucción de imágenes aéreas de doble paso con distintos estados de polarización, para varios sujetos y distintas condiciones experimentales. Con ellas se podrán calcular las MTFs y por tanto deducir la relación entre la calidad de imagen retiniana y el estado de polarización de entrada.

En este apartado, en primer lugar se exponen los resultados de matrices de Mueller espacialmente resueltas, obtenidas a partir de imágenes retinianas y del plano de la pupila. A continuación se reconstruyen y analizan imágenes de doble paso correspondientes a diferentes combinaciones de estados de polarización. Finalmente se hace un estudio de los efectos producidos al utilizar un polarizador lineal como analizador.

4.5.1 PSMs retinianas y del plano de la pupila

La figura 4.19 muestra las matrices de Mueller espacialmente resueltas para el sujeto PA. Cada una de las imágenes corresponde a uno de los elementos de la matriz de Mueller. Los elementos de las matrices están normalizados al máximo del elemento M_{00} . Estas PSMs muestran

cómo la intensidad de la imagen y el estado de polarización varían espacialmente como función del estado de polarización incidente.

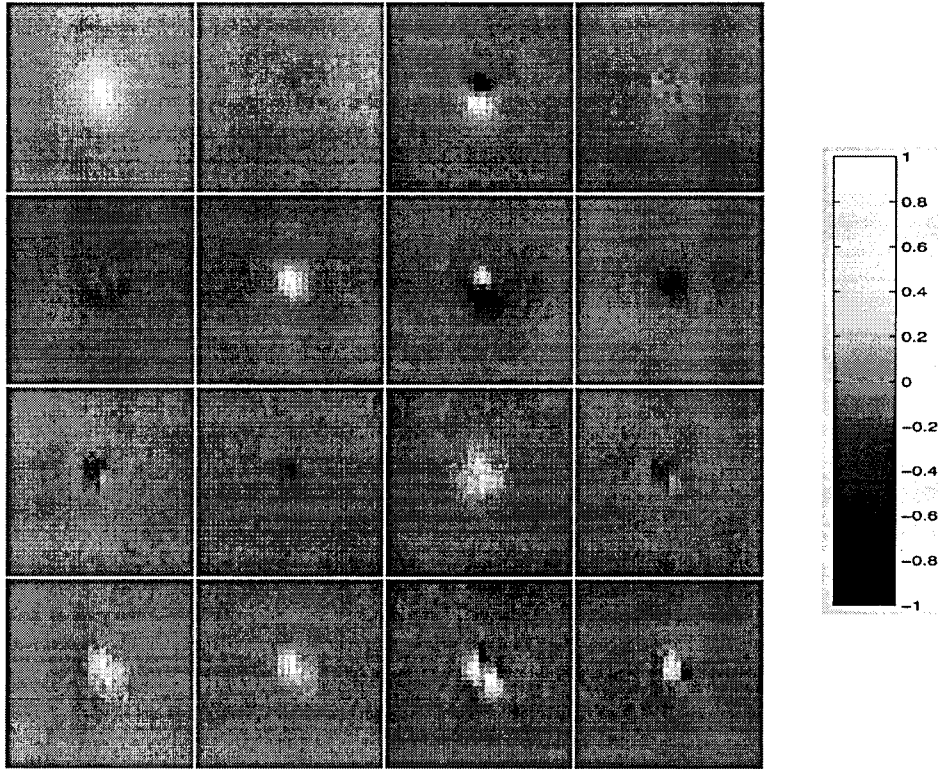


Figura 4.19: Imágenes correspondientes a los elementos de las PSMs del ojo en doble paso para el sujeto PA, con un tamaño de pupila de 2 mm. Cada imagen subtende 29 minutos de arco. El orden de las imágenes es el de los elementos de una matriz de Mueller. La barra de la derecha representa el código en niveles de gris.

La figura 4.20 presenta los mismos resultados, para el observador JB.

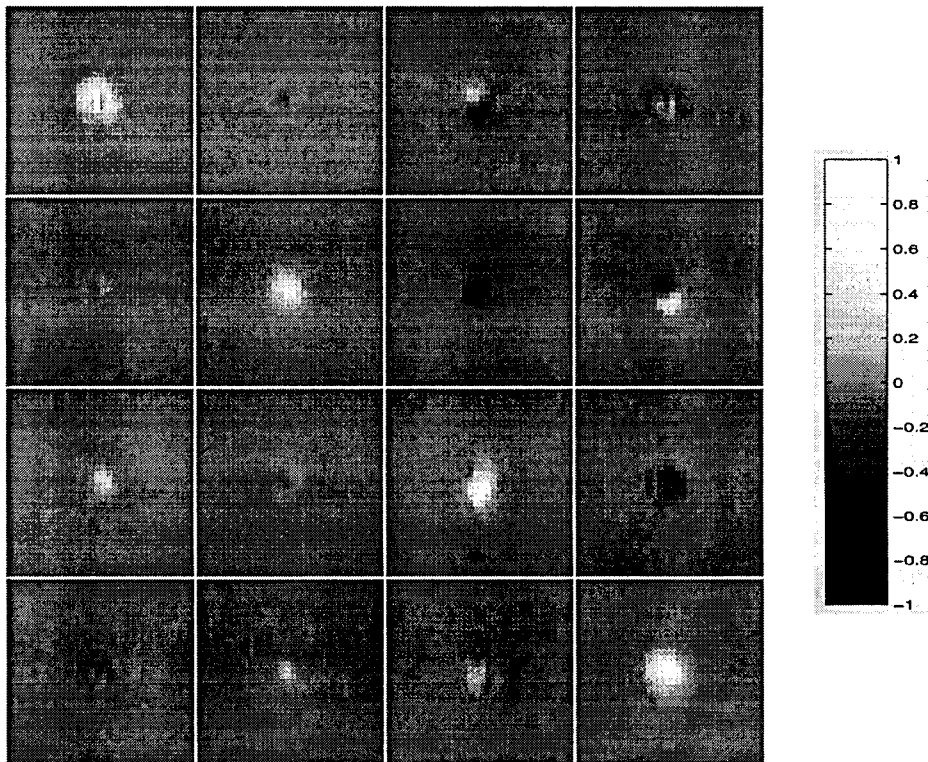


Figura 4.20: PSMs del ojo en doble paso, para el observador JB (2 mm de tamaño pupilar).

El primer elemento de esta matriz de imágenes, M_{00} , representa el perfil intensidad o imagen de doble paso, cuando sobre el ojo incide luz no polarizada. Los elementos M_{01} , M_{02} y M_{03} describen la diatenuación del sistema bajo estudio (apartado 2.1.2.2). En particular, M_{01} y M_{02} son la diferencia entre las imágenes aéreas para luces polarizadas lineal horizontal y vertical, y para lineal a $+45^\circ$ y -45° , respectivamente. Análogamente, M_{03} es la diferencia entre un haz que entra polarizado circular dextrógiro y otro levógiro. Los elementos M_{10} , M_{20} y M_{30} junto con el M_{00} contienen el vector de Stokes espacialmente resuelto que emerge del ojo cuando sobre él incidía luz no polarizada. El resto de los elementos forman una submatriz 3×3 que contiene información sobre el retardo y la despolarización, además de describir la distribución de la polarización en la imagen para estados de entrada arbitrarios. Las variaciones en esos elementos son debidas principalmente a cambios en el retardo.

Aunque las PSMs mostradas para dos sujetos difieren entre sí, en casi todos los elementos se puede ver cierta simetría. Al comparar cualitativamente las PSMs mostradas, el interés se orienta hacia la parte central de las imágenes. En las PSMs de los dos sujetos, la primera fila y columna de la matriz, como se verá en el capítulo 5, conducen a resultados de dicroísmo y polarizancia semejantes en los tres sujetos estudiados. Sin embargo, la mayor variabilidad se presenta en la submatriz 3×3 inferior derecha, donde se aprecia que los fenómenos de birrefringencia dependen tanto del observador, como de las condiciones de medida de la matriz de Mueller. De este hecho se derivarán diferencias entre los retardos y acimuts para cada uno de los observadores.

La figura 4.21 muestra los resultados para los elementos de la matriz de Mueller espacialmente resuelta en el plano de la pupila. En este caso, el tamaño de las imágenes es de 7.7 mm.

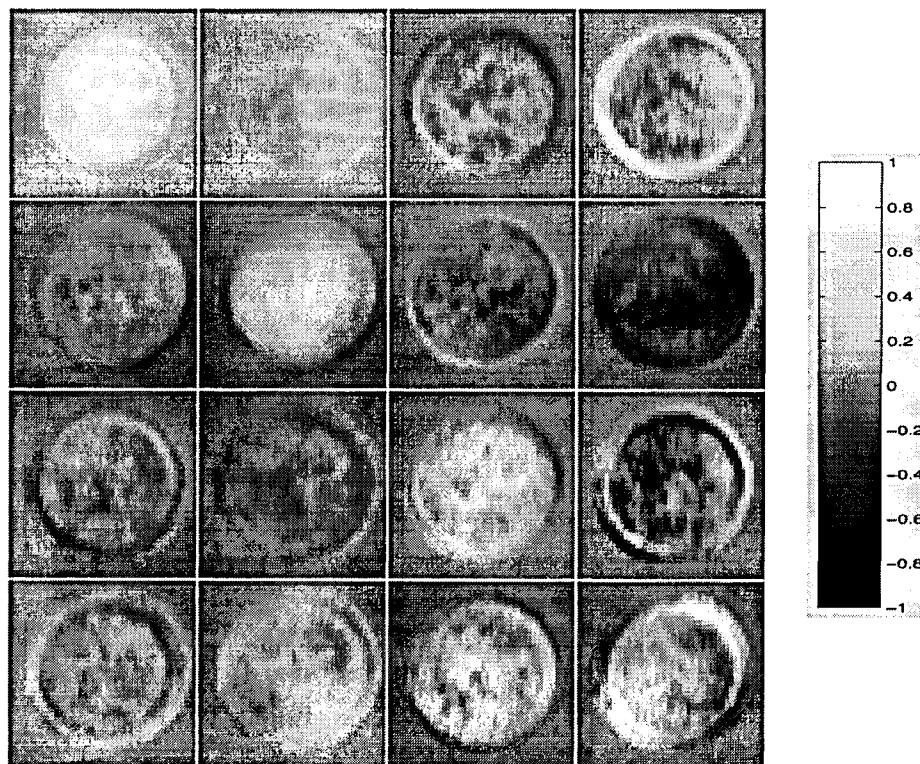


Figura 4.21: Imágenes correspondientes a los elementos de las matrices de Mueller de la pupila del ojo del sujeto PA en doble paso.

Entre cada una de las dieciseis imágenes registradas con el polarímetro, hay pequeños movimientos de la pupila. Debido a ello, en las PSMs correspondientes al plano de la pupila aparece una "zona de ruido" o "incertidumbre" asociada a dichas variaciones, que contribuyen con niveles de gris erróneos que no guardan relación entre las imágenes de la serie. Por tanto, al hacer cálculos se ha de tener en cuenta que la zona útil de las PSMs es aquella limitada por este borde.

4.5.2 Imágenes reconstruidas a partir de las PSMs

A partir de las matrices de Mueller espacialmente resueltas del apartado anterior y mediante operaciones simples se obtienen imágenes de doble paso de un punto fuente, para cualquier estado de polarización de la luz incidente o para distintas combinaciones de entrada y salida.

Sean M_{ij} ($i, j=0, 1, 2, 3$) los elementos de la matriz de Mueller espacialmente resuelta, MM . Si S_{IN} es el vector de Stokes incidente, las imágenes que resultan de esta interacción son el primer elemento del vector de Stokes emergente S_{imagen} , resultado de:

$$S_{imagen} = \begin{pmatrix} S_{imagen}^{(0)} \\ S_{imagen}^{(1)} \\ S_{imagen}^{(2)} \\ S_{imagen}^{(3)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{00} & M_{01} & M_{02} & M_{03} \\ M_{10} & M_{11} & M_{12} & M_{13} \\ M_{20} & M_{21} & M_{22} & M_{23} \\ M_{30} & M_{31} & M_{32} & M_{33} \end{pmatrix} \cdot S_{IN} = MM \cdot S_{IN} \quad (4.1)$$

Así, por ejemplo, si la luz polarizada que incide es lineal horizontal, $S_{IN}=(1, 1, 0, 0)^T$, o a -45° , $S_{IN}=(1, 0, -1, 0)^T$, las imágenes aéreas a la salida serán respectivamente:

$$I_h^{D-P} = S_{imagen}^{(0)} = M_{00} + M_{01} \quad (4.2)$$

$$I_{-45}^{D-P} = S_{imagen}^{(0)} = M_{00} - M_{02}$$

4.5.2.1 Imágenes con polarizadores lineales paralelos y cruzados

Si el ojo está situado entre polarizadores lineales paralelos y cruzados, las imágenes resultantes son:

$$I_{paralelos}^{D-P} = \frac{1}{2} \cdot (M_{00} + M_{01} + M_{10} + M_{11}) \quad (4.3)$$

$$I_{cruzados}^{D-P} = \frac{1}{2} \cdot (M_{00} + M_{01} - M_{10} - M_{11}) \quad (4.4)$$

En la figura 4.22 se presentan imágenes obtenidas a partir de las PSMs, en uno de los sujetos y la figura 4.23 muestra un corte del perfil de intensidad hasta 13.8 minutos de arco (15 píxeles). La figura 4.24 presenta los mismos resultados, para dos tamaños de pupila diferentes, donde el efecto es similar al ya explicado, independientemente del tamaño de pupila utilizado.

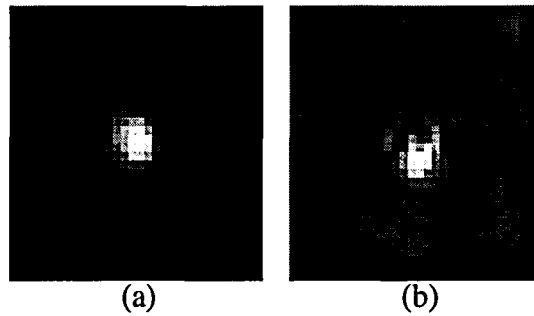


Figura 4.22: Imágenes de doble paso reconstruidas a partir de los elementos de la PSM del sujeto JB, para polarizadores lineales paralelos (a) y cruzados (b) en los caminos de entrada y salida. Cada imagen subtende 29 minutos de arco de campo visual y el tamaño de pupila utilizado fue de 2 mm.

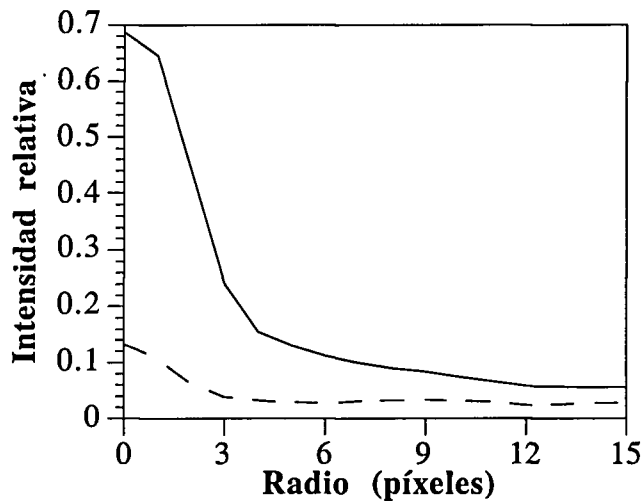


Figura 4.23: Perfiles radiales de la intensidad de las imágenes de doble paso reconstruidas para el sujeto JB, con el polarizador en el segundo paso paralelo (línea continua) y perpendicular (línea discontinua) al de entrada.

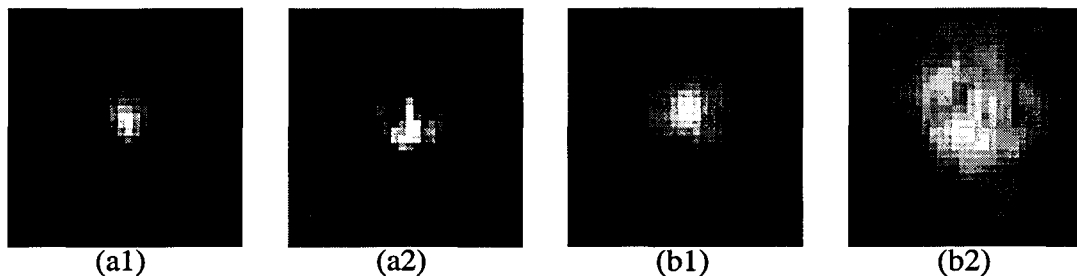


Figura 4.24: Imágenes aéreas obtenidas usando los elementos de las matrices de Mueller espacialmente resueltas del sujeto PA, con polarizadores lineales paralelos (a1 y b1) y cruzados (a2 y b2) en los caminos de entrada y salida, para tamaños de pupila de 2 (a) y 5 mm (b). La zona mostrada de cada imagen subtende 29 minutos de arco de campo visual.

Se ha examinado la relación entre la intensidad de la parte central de las imágenes y las zonas de la periferia. Para ello en cada imagen se ha calculado la intensidad total en un círculo central de 4.6 minutos de arco de radio y en un anillo de radio interior 24.9 y exterior 25.4 minutos de arco. En la tabla 4.1 se muestra la razón entre intensidades.

	2 mm	5 mm
paralelos	1.53 ± 0.23	1.97 ± 0.38
cruzados	0.55 ± 0.16	0.38 ± 0.15

Tabla 4.1: Razón de intensidades entre la zona central y la periferia de las imágenes de doble paso reconstruidas, para polarizadores paralelos y cruzados en los caminos de entrada y salida. Los resultados son medias de tres sujetos para dos tamaños de pupila diferentes. Los errores muestran la desviación estándar.

Las figuras 4.22 y 4.24 muestran la gran diferencia entre las imágenes para los casos de polarizadores paralelos y cruzados (apartado 4.2). Esta diferencia va disminuyendo del centro a la periferia. Es decir, cuando los polarizadores son paralelos la intensidad de la parte central de la imagen domina por encima de la de las colas. En el centro el máximo para polarizadores paralelos es del orden de 6 veces el de polarizadores cruzados, razón que se reduce hasta el doble a partir de 10 minutos de arco aproximadamente. En estas imágenes reconstruidas, la razón entre intensidades en las zonas centrales es menor que en las imágenes reales, debido a la normalización de la matriz de Mueller. Esta normalización, elimina las grandes variaciones de intensidad de los elementos diferentes del M_{00} , a la vez que posibilita el análisis cualitativo directo de las características de polarización a partir de los elementos de la matriz [Pezzaniti y Chipman, 1995c].

Como se deduce de la tabla 4.1, cuando los polarizadores son paralelos la intensidad registrada en la parte central de la imagen domina sobre la de las colas (53% y 97% para pupilas de 2 y 5 mm, respectivamente). Sin embargo, con polarizadores cruzados, la contribución de la luz de las colas es superior. Este hecho muestra cuantitativamente el origen de las diferencias entre las calidades de imagen de las dos configuraciones. Además, estos efectos son independientes del tamaño de pupila utilizado, como ya se indicó.

4.5.2.2 Imágenes para combinaciones independientes de entrada y salida

Conocida la PSM y utilizando la ecuación (3.20), se pueden reconstruir también las imágenes para las combinaciones PSG-PSA del polarímetro. En la figura 4.25 se muestran las imágenes correspondientes a cuatro combinaciones diferentes.

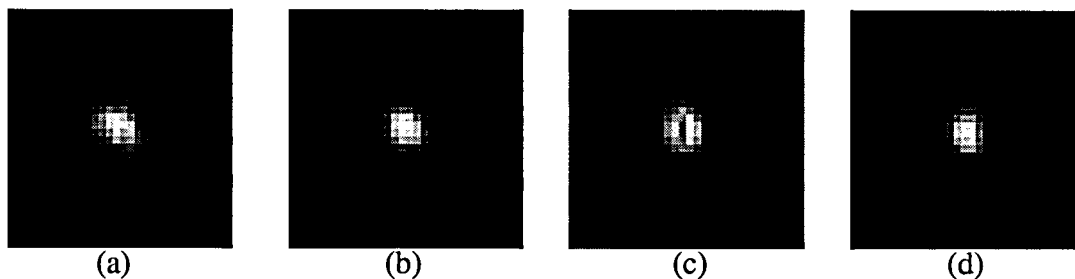


Figura 4.25: Imágenes aéreas reconstruidas, obtenidas con las PSMs del sujeto JB, para combinaciones 2_1 (a), 2_2 (b), 3_1 (c) y 3_2 (d). El campo que subtienen es el mismo que en los casos anteriores.

En la figura 4.26 se presentan los perfiles radiales promediados de las imágenes aéreas anteriores. Si a estos resultados se le añaden los de las combinaciones 1_1 y 1_2 (similares a las figuras 4.22 y 4.23), se obtienen las mismas conclusiones que en el apartado 4.3, pero queda patente la gran utilidad y la potente herramienta que proporcionan las matrices de Mueller espacialmente resueltas en este tipo de estudios.

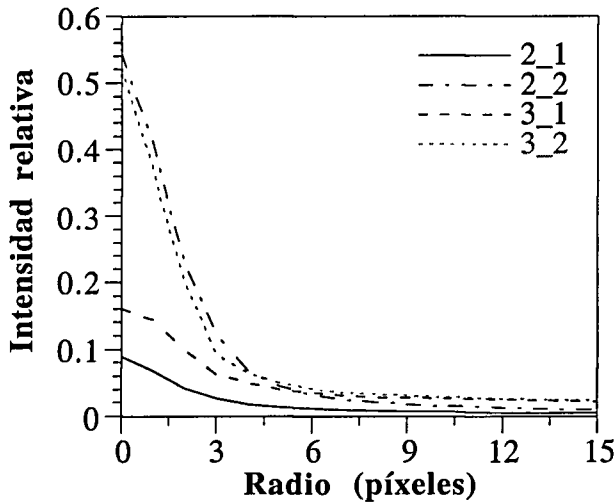


Figura 4.26: Perfiles radiales promediados de la intensidad de las imágenes reconstruidas para varias combinaciones de estados de polarización de entrada y salida, en el sujeto JB. La representación se ha hecho hasta 13.8 minutos de arco (15 píxeles).

4.5.2.3 Efectos deducidos del uso de un polarizador como analizador

Del uso de combinaciones de polarizadores paralelos y cruzados no se puede extraer mucha información sobre las imágenes de doble paso (apartado 4.2). Una forma de complementar la información es mantener fijo el polarizador de entrada y variar sistemáticamente el ángulo de un polarizador colocado a la salida (analizador). De esta forma se puede medir la distribución de intensidad en la imagen a la salida del ojo. Concretamente, esto se puede hacer tanto para matrices de Mueller de imágenes retinianas, como para imágenes del plano de la pupila.

Sea MM la matriz de Mueller espacialmente resuelta (ecuación (4.1)) correspondiente a un observador determinado, en unas condiciones dadas. Si se incide, por ejemplo, con luz linealmente polarizada horizontal, el vector de Stokes S_{imagen} a la salida del ojo tras un doble paso tendrá la expresión:

$$S_{\text{imagen}} = \begin{pmatrix} M_{00} + M_{01} \\ M_{10} + M_{11} \\ M_{20} + M_{21} \\ M_{30} + M_{31} \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

Tras el sistema se coloca un polarizador lineal total con acimut variable y matriz de Mueller M_p^α (ecuación (2.12)). El vector de Stokes de salida representará luz polarizada linealmente, cuya orientación dependerá, en cada posición, del acimut α del eje de transmisión del polarizador. El primer elemento será la imagen de la intensidad a la salida, que responde a la ecuación:

$$I_D = \frac{1}{2} \cdot (M_{00} + M_{01} + c \cdot (M_{10} + M_{11}) + s \cdot (M_{20} + M_{21})) \quad (4.6)$$

Las figuras 4.27a y 4.27b representan, para imágenes retinianas del sujeto JB, la intensidad total en niveles de gris y la intensidad máxima relativa de cada imagen I_D , frente al acimut del analizador, entre 0° y 180° , respectivamente.

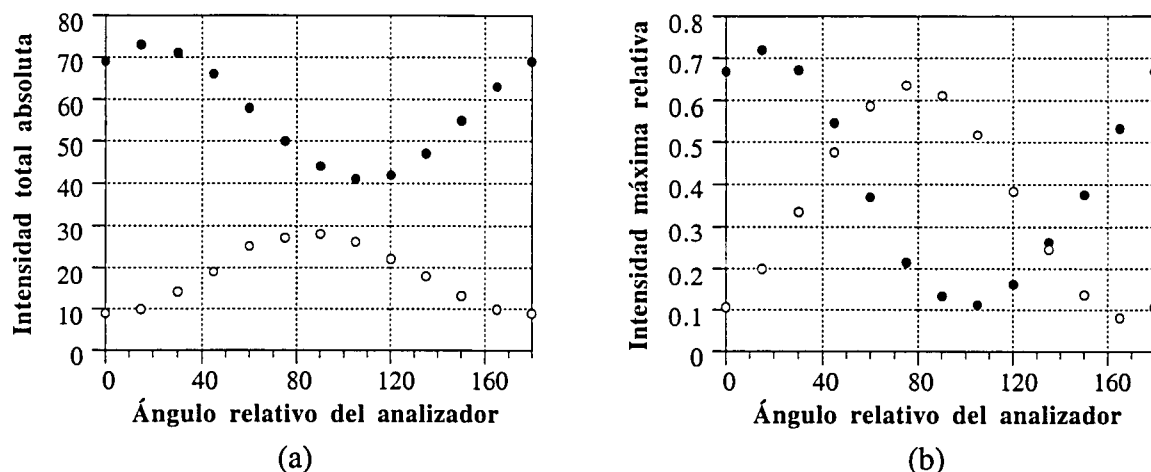


Figura 4.27: Intensidad total (a) e intensidad máxima relativa (b) de cada imagen I_D , frente al acimut del analizador. Se utilizaron las imágenes correspondientes a un tamaño de pupila de 2 mm (sujeto JB). Los círculos negros y blancos corresponden a estados de polarización de entrada lineal horizontal y vertical, respectivamente.

En la figura 4.28 se muestran los resultados correspondientes al sujeto PA. La figura 4.28a presenta la intensidad máxima para las imágenes retinianas. Para la 4.28b se han utilizado las matrices de Mueller espacialmente resueltas del plano de la pupila. En ese caso sólo se ha representado la intensidad total en toda la parte útil de la imagen de la pupila para polarizaciones de entrada horizontal y vertical.

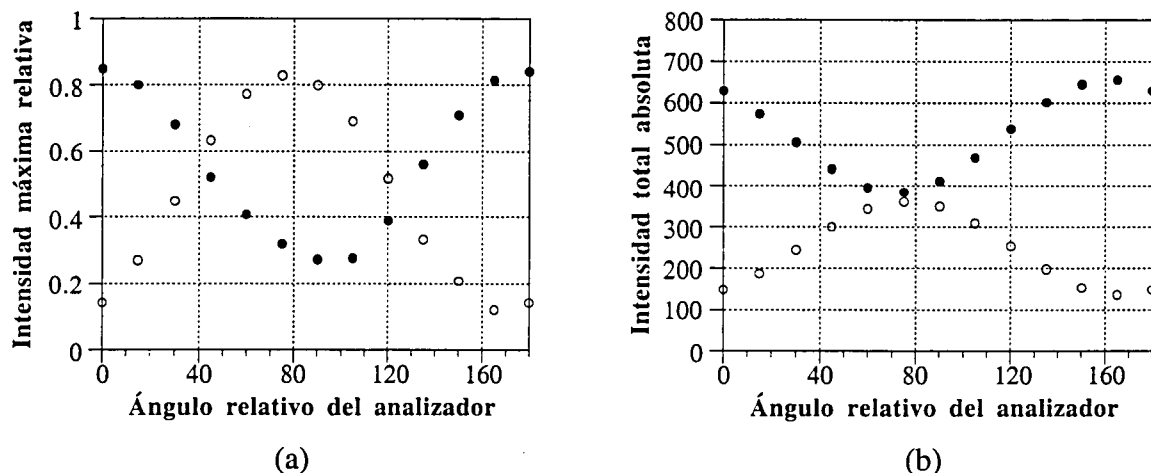


Figura 4.28: Intensidad máxima relativa de cada imagen del plano de la retina (a) e intensidad total de las imágenes del plano de la pupila (b), frente al acimut del analizador en el sujeto PA. Los círculos negros corresponden a polarización de entrada lineal horizontal y los blancos a vertical.

Debido a la diferencia entre la parte central y las zonas de la periferia de las imágenes, se ha creído conveniente hacer un estudio del efecto del analizador para distintas zonas. El análisis se ha llevado a cabo en las imágenes retinianas y en las del plano de la pupila. Los resultados para luz incidente polarizada lineal horizontal en imágenes retinianas se muestran en la figura 4.29.

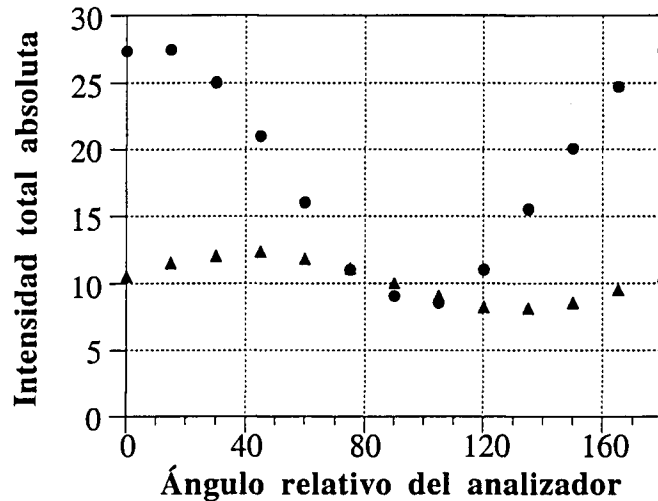


Figura 4.29: Intensidad total en la zona central de las imágenes (círculos) y en las colas (triángulos) para cada imagen retiniana I_D , frente al acimut del analizador. La intensidad se calculó en áreas circulares con un radio de 6 minutos de arco. Los resultados corresponden al sujeto JB.

En la figura 4.30 se muestra el efecto de la rotación del polarizador en la intensidad de luz reflejada y que emerge de la pupila, para dos zonas diferentes, calculado de forma semejante a las imágenes retinianas. La zona central escogida sobre el plano de la pupila es un área cuadrada de lado 1.9 mm. La otra es un área cercana al borde de la pupila que subtiende $4.6 \times 0.8 \text{ mm}^2$.

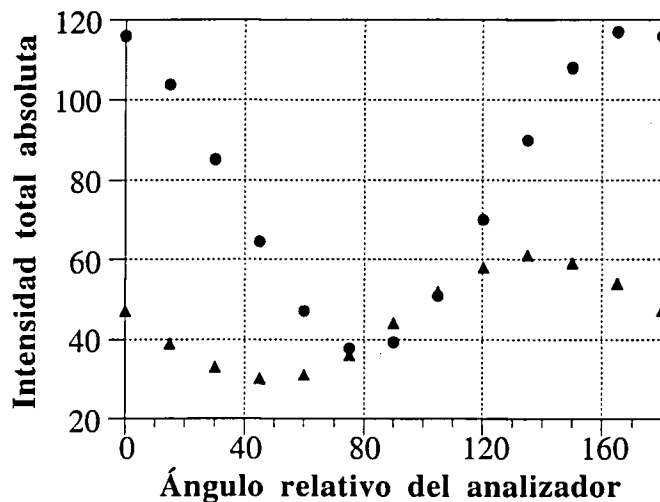


Figura 4.30: Intensidad total para dos zonas diferentes de cada imagen I_D del plano de la pupila del sujeto PA, frente al acimut del PSA rotatorio. Los círculos corresponden a la zona central y los triángulos al borde de la pupila. El estado de polarización de entrada utilizado fue lineal horizontal.

El efecto de un polarizador lineal rotatorio utilizado como analizador a la salida del ojo, es periódico, con un periodo de π radianes. Los resultados obtenidos tanto para imágenes retinianas como del plano de la pupila han sido similares en todos sujetos estudiados. Cuando se incide con luz lineal horizontal, el mínimo se localiza en torno a 90° , tanto para el caso de la intensidad total de la imagen, como para el máximo de cada una de ellas. Si se incide con una luz polarizada lineal vertical, el mínimo se obtiene para ángulos alrededor de 0° . Este fenómeno se repite en los resultados con las imágenes completas y en las zonas centrales, hecho que indica que, al menos en

la parte central de las imágenes, la luz que emerge "conserva" información sobre la orientación de la elipse de entrada.

Si el mismo procedimiento se lleva a cabo colocando una lámina retardadora entre polarizadores lineales, la señal registrada cuando se gira el analizador es similar a las expuestas a lo largo de este apartado, y los mínimos (posición y valor) dependen, tanto de la luz incidente, como del retardo y orientación del eje rápido de la lámina. En la figura 4.31 se muestra un resultado de este tipo.

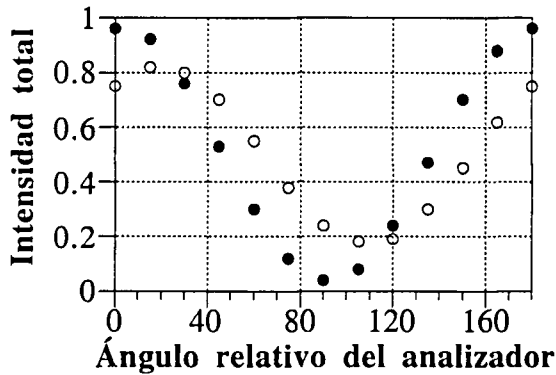


Figura 4.31: Intensidad transmitida por un conjunto polarizador horizontal-lamina retardadora-analizador rotatorio. Los retardos de la lámina fueron 30° (círculos negros) y 80° (círculos blancos), y su acimut 25° .

Debido a ello se puede afirmar que el ojo, en media, se comporta como un lámina retardadora, cuyos parámetros de polarización dependerán de cada sujeto. Ya que para ninguna posición del polarizador de salida se obtiene extinción completa, es de esperar los cambios en el estado de polarización debidos a la estructura tanto de la córnea como de la retina hagan que la luz que emerge sea en general elíptica.

Puesto que al variar el ángulo del polarizador de salida, la intensidad cambia (relación 6 a 1 de polarizadores paralelos a cruzados, en el centro de las imágenes) resulta evidente que el haz a la salida no está totalmente despolarizado, ni es circular. Sin embargo, en la zona de las colas de las imágenes retinianas y cerca del borde de la pupila el análisis da resultados diferentes, pues la dependencia de la intensidad registrada con respecto al acimut del polarizador es pequeña. La modulación para las colas es 0.35, valor que corresponde a la mitad del de la zona central. Por otra parte, la posición del analizador para los máximos y los mínimos tampoco coincide, pues están desplazados con respecto a los obtenidos para la zona central. Este hecho muestra que la luz que forma las colas no ha sufrido los mismos cambios que la de la zona central, tanto en retardo como en grado de polarización. La luz circular implica que a una entrada lineal horizontal, la estructura birrefringente con un acimut de 45° , le introduzca un retardo de 90° . Puesto que esta disposición es demasiado específica, la luz de las colas estará bastante despolarizada, aspecto que se estudia en el capítulo 5.

En el caso de las imágenes de la pupila, el análisis de la distribución de luz que emerge, para diferentes puntos de la pupila (figura 4.30) permitiría la medida de propiedades direccionales de los fotorreceptores, puesto que la porción de luz guiada llenaría sólo una pequeña parte de la pupila y el resto se distribuiría en toda la pupila. Para las zonas centrales, la luz reflejada depende en gran medida del ángulo del analizador, con una modulación de 0.7. Por el contrario, para la zona cercana al borde de la pupila, los cambios en intensidad son menores y la modulación baja

hasta 0.5, valor un 40% más alto que el obtenido para las colas de imágenes retinianas. En parte, resultados similares han sido expuestos por Burns y colaboradores [Burns *et al.*, 1995], pero sus medidas fueron directamente realizadas sobre la pupila del sujeto con tiempos de exposición de 20 segundos para aumentar la señal-ruido.

La parte central de la imagen de doble paso conserva en mayor medida la polarización y está formada por la luz que ha sido guiada por los fotorreceptores en la retina, habiendo pasado por sus segmentos externos y está dirigida hacia el centro de la pupila. La luz cercana al borde de la pupila correspondería a luz asociada a una componente difusa [van Blokland y van Norren, 1986] que engloba, por una parte, la luz que pierde grado de polarización al no haberse guiado a lo largo de los fotorreceptores o haber pasado por ellos solamente en uno de los pasos, y por otra la que ha sufrido algún tipo de *scattering*. Sin embargo, a pesar de que las imágenes de doble paso tengan esas dos contribuciones, no quiere decir que cada una de las componentes proceda de una capa diferente de la retina, pues se mostró en el apartado 4.4 que la luz se refleja en la misma capa de la retina independientemente del estado de polarización de ésta y por consiguiente de su grado de polarización. Esta relación entre el grado de polarización y la direccionalidad de los fotorreceptores se vuelve a estudiar en el apartado 5.1.

Además, se puede observar que el ángulo del analizador que produce un mínimo de intensidad varía dependiendo de la zona de la pupila estudiada. Esta variación es consistente con el cambio en el estado de polarización de la luz por la birrefringencia de la córnea, pues el mayor cambio se produce en el margen más externo de ella [van Blokland y Verhelst, 1987]. Puesto que la retina es dicroica, ésta contribuiría de la misma forma en todos los puntos de la pupila [Bour, 1991]. En el sistema presentado, la luz que sale por la pupila del ojo incidió sobre una pequeña zona de la córnea. Puesto que la zona de la retina estudiada es también pequeña, las variaciones en el ángulo de polarización en diferentes partes de la pupila, son resultado de que la luz pasa por diferentes regiones de la córnea donde la birrefringencia es diferente. De forma global se puede decir que las diferencias en la intensidad de la luz en la pupila se pueden atribuir, por una parte, a que los fotorreceptores guían la luz a lo largo de sus ejes de vuelta hacia el centro de la pupila y por otra, a que dependiendo de la zona de la imagen estudiada el grado de polarización es diferente.

4.6 MTF en función del estado de polarización de la luz incidente

En este apartado se estudia la calidad de imagen retiniana con respecto al estado de polarización de entrada en el ojo. Se reconstruyen las imágenes de doble paso para diferentes estados de polarización de entrada en el ojo y se calculan sus correspondientes MTFs.

Observando las figuras 4.19 y 4.20, se puede deducir que, puesto que los elementos M_{01} , M_{02} y M_{03} no son constantes, las imágenes de doble paso para luz lineal horizontal y vertical, 45° y -45° y circular dextrógira y levógira, respectivamente, no serán exactamente iguales. Esto indica que mediante el método de doble paso, se pueden obtener resultados de calidad de imagen retiniana diferentes, que dependerán del estado de polarización de la luz incidente.

La figura 4.32 muestra un ejemplo de las imágenes aéreas reconstruidas usando elementos espacialmente resueltos de la matriz de Mueller, para dos sujetos diferentes y estados de polarización incidentes lineal horizontal y vertical.

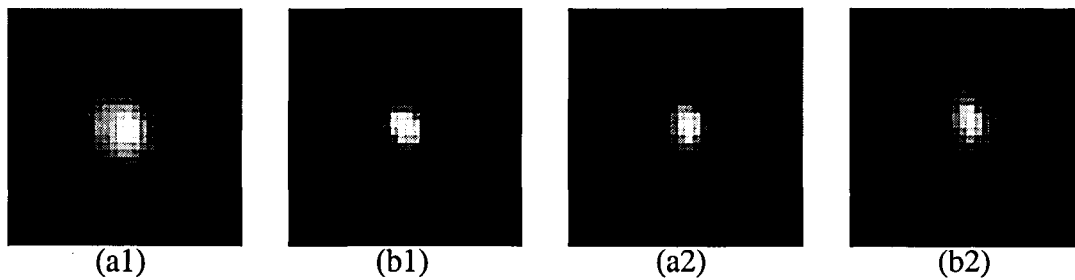


Figura 4.32: Imágenes de doble paso reconstruidas, correspondientes los sujetos JB (a) y PA (b) y estados incidentes horizontal (a1 y b1) y vertical (a2 y b2). El tamaño de pupila fue de 2 mm y cada imagen subtende 29 minutos de arco de campo visual.

De esta forma, aplicando a las PSMs una serie de vectores de Stokes que recorran toda la esfera de Poincaré, se puede calcular cuales son los vectores que dan lugar a imágenes con mejor y peor MTF para un sujeto y un tamaño de pupila determinado. Una vez encontradas, el resto de MTFs correspondientes a otros estados de polarización, siempre quedarán entre los límites que marcan las MTFs obtenidas con los vectores de Stokes localizados.

Se ha barrido la esfera de Poincaré, variando en incrementos de 1° , la longitud y la latitud, es decir, el acimut (χ) y la elipticidad (φ) respectivamente de un vector de Stokes genérico S_{IN} , correspondiente a luz elíptica totalmente polarizada:

$$S_{IN} = \begin{pmatrix} 1 \\ \cos(2\chi) \cdot \cos(2\varphi) \\ \sin(2\chi) \cdot \cos(2\varphi) \\ \sin(2\varphi) \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

Para cada vector emergente S_{imagen} (ecuación (4.1)), se ha calculado la MTF a partir del elemento que representa su intensidad (imagen de intensidad en este caso).

En la figura 4.33 se presentan las MTFs mejores y peores obtenidas en el sujeto PA, para dos tamaños de pupila. Para cada uno de los sujetos y tamaño de pupila, se ha verificado que entre las MTFs mejores y peores están incluidas las funciones de transferencia correspondientes a cualquier estado de polarización incidente que corresponda a luz totalmente polarizada. La figura 4.34 muestra las medias de las MTFs mejores y peores en tres sujetos. En promedio, el estado de polarización de la luz incidente parece no jugar un papel relevante en la estimación de la MTF.

Puesto que las imágenes de doble paso para estados simples de polarización de entrada no son iguales, las MTFs correspondientes a esas imágenes tampoco lo son. De esta forma, se muestra que las matrices de Mueller, además de servir para hacer polarimetría propiamente dicha (capítulo 5), se pueden utilizar para calcular la calidad de imagen retiniana para estados de polarización arbitrarios (todos en la esfera de Poincaré), algunos de los cuales podrían ser difíciles de obtener experimentalmente con combinaciones de retardadores y polarizadores.

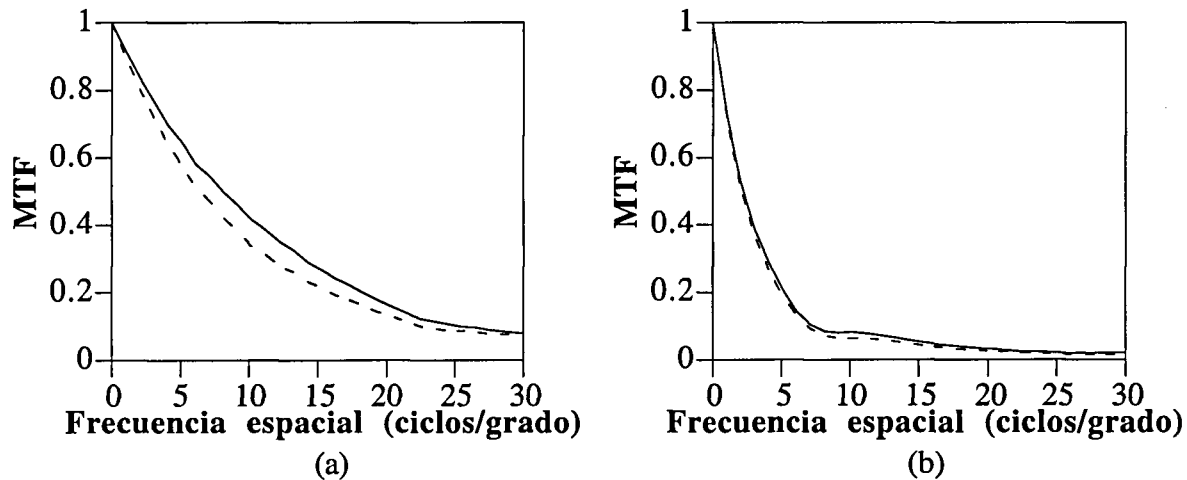


Figura 4.33: MTFs mejores (línea continua) y peores (línea discontinua) en función del estado de polarización de entrada, para el observador PA, calculadas a partir de las imágenes reconstruidas por medio de las matrices de Mueller espacialmente resueltas, en el caso de 2 (a) y 5 mm (b) de diámetro pupilar.

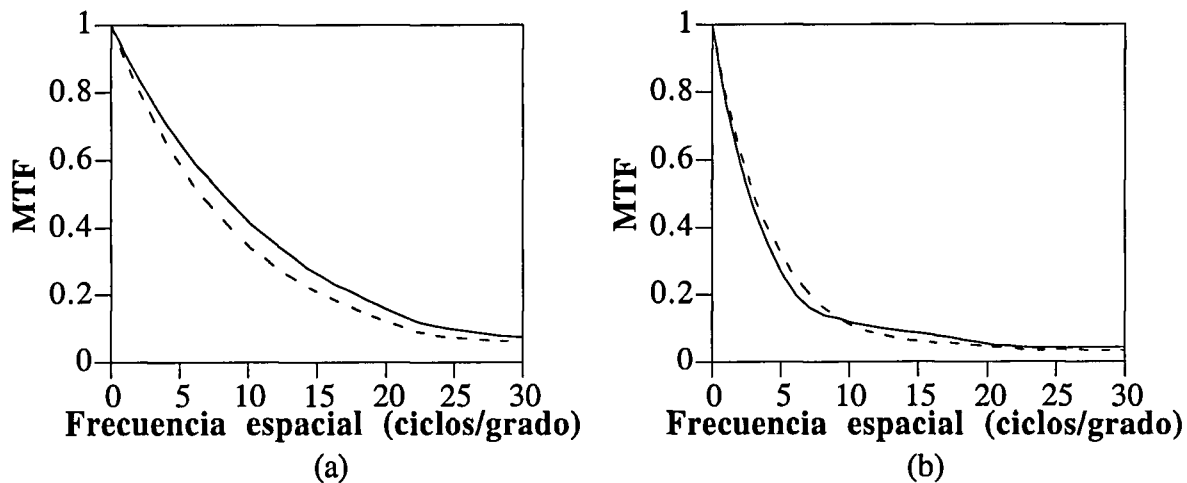


Figura 4.34: Funciones de transferencia medias mejores (línea continua) y peores (línea discontinua) para los sujetos PA, JB y AG, con 2 (a) y 5 mm (b) de tamaño de pupila.

Entre el estado de polarización de entrada y la calidad de imagen, hay muy poca dependencia, la cual se hace menos apreciable cuando el tamaño de la pupila aumenta (figuras 4.33 y 4.34). Es posible que las pequeñas diferencias encontradas sean debidas a errores experimentales, entre los cuales están los errores sistemáticos presentes en las matrices de Mueller utilizadas. Otras fuentes de error pueden situarse en el momento de registrar las imágenes con el sistema experimental: pequeños descentramientos, leves movimientos involuntarios del globo ocular, variaciones en la acomodación residual o en la lágrima entre otros.

Una vez conocidos los vectores de Stokes que dan lugar a las mejores y peores MTFs para cada uno de los casos, haciendo uso de la ecuación (2.5) se ha calculado su acimut y elipticidad. Los vectores de Stokes asociados a las MTFs óptimas y peores, representados sobre la esfera de Poincaré para tres sujetos, se muestran en la figura 4.35.

La representación sobre la esfera de Poincaré de los vectores de Stokes asociados a las MTFs que acotan las variaciones de la calidad de imagen muestra que, para un mismo sujeto, los estados de polarización que producen mejores o peores MTFs están muy cerca unos de otros, es decir, son similares, independientemente de la pupila utilizada. Es decir, los estados de polarización que dan

mejor y peor MTF para un sujeto determinado son independientes del tamaño pupilar. Esta relación de independencia entre los estados de polarización y los tamaños de pupila se había también mostrado en el apartado 4.3, aunque allí se analizaba la combinación de estados de polarización de entrada y salida. Hay por tanto un estado de polarización de entrada que marca la máxima calidad de imagen que se puede obtener con el método del doble paso.

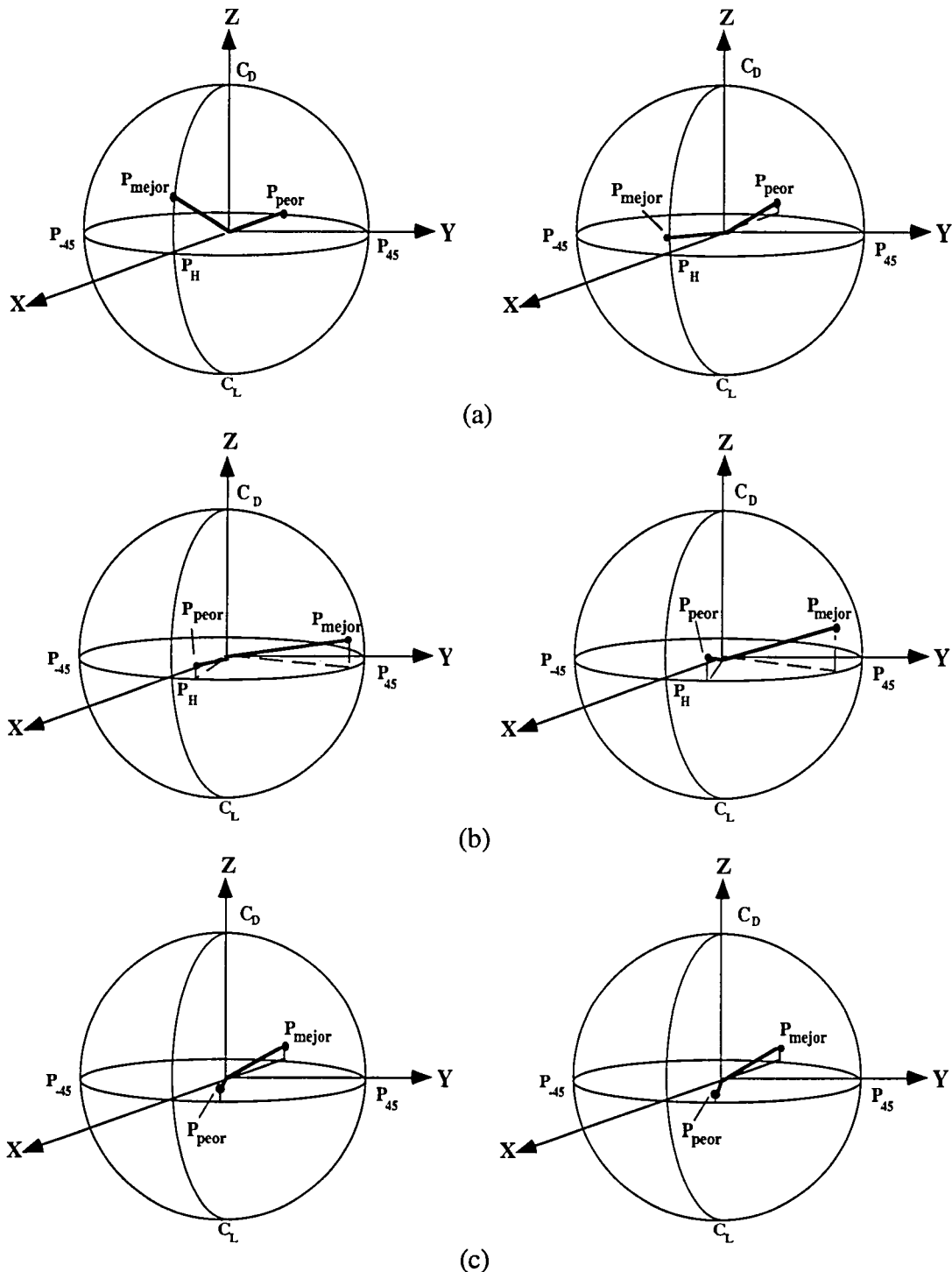


Figura 4.35: Vectores de Stokes sobre la esfera de Poincaré, que acotan las MTFs para cada observador: AG (a), JB (b) y PA (c). Las esferas de la izquierda corresponden al caso de 2 mm de pupila y las de la derecha al de 5 mm.

El estado de polarización de entrada no afecta, al menos en gran medida, a la estimación de la calidad de imagen obtenida con el método del doble paso. Sin embargo, se pueden tener

interpretaciones erróneas cuando en el brazo de salida se introducen elementos que pueden cambiar el estado de polarización de la luz antes de ser registrada con la cámara CCD. Esto implica que es conveniente el estudio y control de todos los posibles cambios producidos por estos elementos.

Capítulo 5

Polarimetría en las imágenes de doble paso

Una vez que se conoce la matriz de Mueller de un sistema, el siguiente paso consiste en extraer la información que contiene, de forma que se puedan conocer sus parámetros de polarización. El análisis de una matriz de Mueller se basa en dos teoremas de descomposición y el método utilizado se expone ampliamente en el apéndice A.

En este capítulo se estudian los parámetros de polarización obtenidos a partir de las matrices de Mueller espacialmente resueltas del ojo en doble paso: grado de polarización, retardo, dicroísmo y polarizancia.

Puesto que el proceso de reflexión, transmisión y *scattering* de la luz en el fondo del ojo origina cambios complicados en el estado de polarización de la luz incidente, los posibles efectos van a estar estrechamente ligados unos con otros. Aún así, se estudiarán por separado, tanto para analizar su origen, como para asociarlos a las diferentes estructuras oculares.

En el último apartado se comparan los resultados del polarímetro con RVCLs en doble paso, con los obtenidos con un elipsómetro de células Pockels (apéndice B), para un mismo sujeto [Fendrich *et al.*, 1994; Pelz *et al.*, 1996]. Finalmente se han deducido las posibles contribuciones de la córnea y la retina para la longitud de onda utilizada en este trabajo, partiendo de las medidas realizadas con el elipsómetro.

5.1 Grado de polarización

En esta sección se muestran los resultados del grado de polarización en las imágenes de doble paso. El estudio se ha dividido en dos partes, la primera presenta los resultados para imágenes retinianas, teniendo en cuenta dos tamaños de pupila y en la segunda se analizan las imágenes del plano de la pupila.

5.1.1 Grado de polarización en imágenes retinianas

Se han realizado dos tipos de análisis espacial del grado de polarización en las imágenes retinianas. En el primero, utilizando la imagen original, se ha calculado el grado de polarización en siete zonas circulares a lo largo de un meridiano de la imagen. Por comodidad se ha escogido el meridiano horizontal, aunque repitiendo los cálculos en uno vertical y otro diagonal los resultados han sido similares. De dicho meridiano se han extraído 7 sectores circulares de 10 píxeles de radio (2.3 minutos de arco de campo visual), menos el contiguo al central que sólo tiene 7 píxeles de diámetro (1.6 minutos). El primer sector tiene su centro en el centro de la imagen (coincide aproximadamente con el máximo de ésta) y el resto de ellos son tangentes a éste, bien hacia la derecha de la imagen, bien hacia la izquierda. En la figura 5.1 se muestra el perfil radial de intensidad de una imagen aérea junto con las 7 zonas en las cuales se ha analizado el grado de polarización.

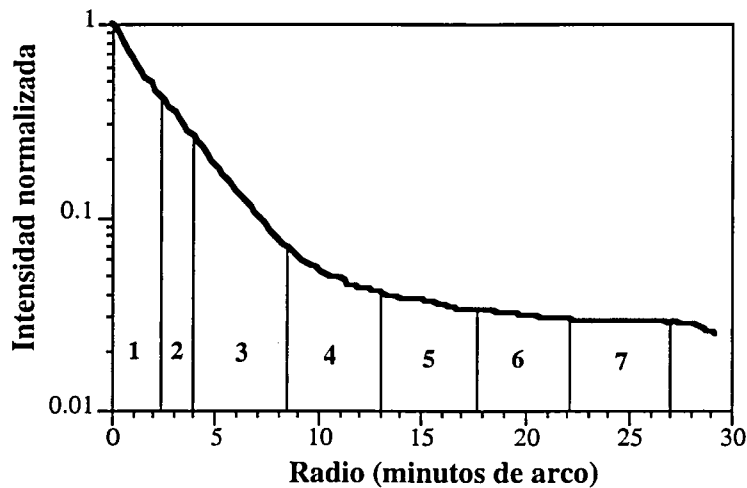


Figura 5.1: Zonas de análisis del grado de polarización en un meridiano de la imagen de doble paso.

En cada una de las 16 imágenes aéreas completas $I_F^{(i-j)}$ ($i, j=1, 2, 3, 4$), se calcula la intensidad $Z_k^{(i-j)}$ ($k=1, 2, \dots, 7$) de los 7 sectores circulares (en conjunto 7x16 datos de intensidad). Con las 16 intensidades correspondientes a la misma zona se obtiene la "matriz de Mueller zonal", M_k^{zonal} , como se expuso en el apartado 3.3.3 y a partir de ella se extrae el dato correspondiente al "grado de polarización zonal" G_k^{zonal} (ecuación (2.25)). El proceso se detalla en la expresión (5.1) y se ha llevado a cabo para las imágenes registradas con pupilas de 2 y 5 mm.

$$\begin{array}{lcl}
 I_F^{(1-1)} \rightarrow Z_1^{(1-1)}, Z_2^{(1-1)}, \dots, Z_7^{(1-1)} & & M_1^{\text{zonal}} \rightarrow G_1^{\text{zonal}} \\
 I_F^{(1-2)} \rightarrow Z_1^{(1-2)}, Z_2^{(1-2)}, \dots, Z_7^{(1-2)} & \longrightarrow & M_2^{\text{zonal}} \rightarrow G_2^{\text{zonal}} \\
 \dots & & \dots \\
 I_F^{(4-4)} \rightarrow Z_1^{(4-4)}, Z_2^{(4-4)}, \dots, Z_7^{(4-4)} & & M_7^{\text{zonal}} \rightarrow G_7^{\text{zonal}}
 \end{array} \quad (5.1)$$

Las figuras 5.2a y 5.2b muestran el grado de polarización, junto con el perfil radial de intensidad de la imagen de doble paso, para dos tamaños diferentes de pupila. Los resultados son las medias de tres series de imágenes en uno de los sujetos.

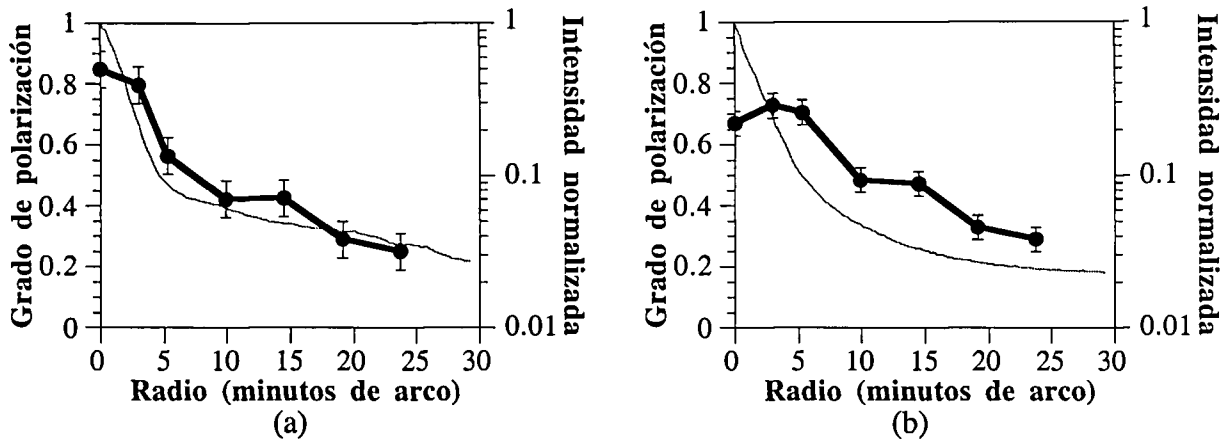


Figura 5.2: Grado de polarización zonal en el sujeto JB, para 7 zonas a lo largo de un meridiano horizontal de la imagen de doble paso (línea gruesa) y promedio del perfil radial de intensidad en escala logarítmica (línea delgada), para pupilas de 2 (a) y 5 mm (b). Las barras de error representan la desviación estándar.

En las figuras 5.3a y 5.3b se representan las medias del grado de polarización zonal a lo largo de mismo meridiano, para tres sujetos.

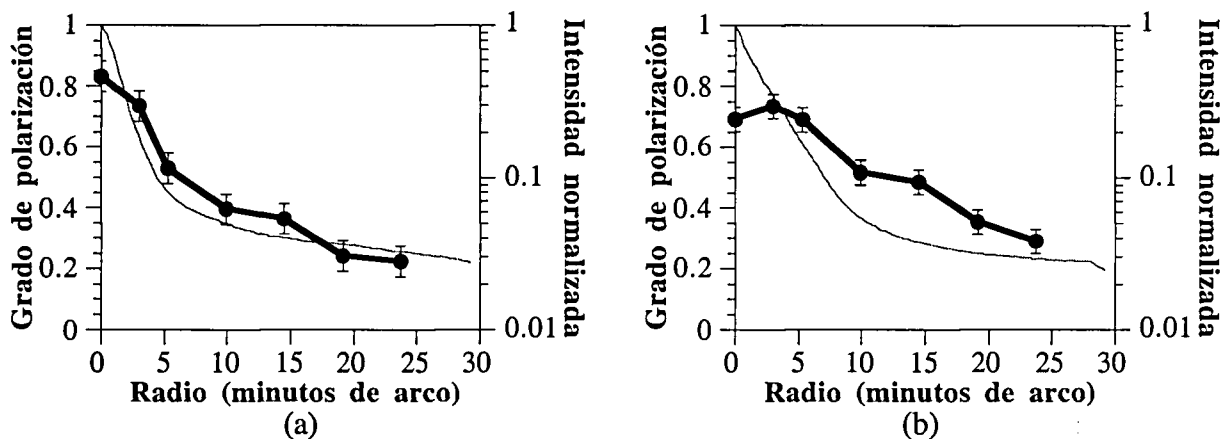


Figura 5.3: Grado de polarización zonal medio para tres sujetos (línea gruesa), en un meridiano horizontal de las imágenes de doble paso y pupilas de 2 (a) y 5 mm (b). La línea delgada muestra el perfil de intensidad promediado.

En la tabla 5.1 se muestran los valores del grado de polarización en la zona central (2.3 minutos de arco de radio) de las imágenes de doble paso para tres sujetos y los dos tamaños de pupila utilizados. También se presentan la media de los valores medios del grado de polarización zonal.

	pupila (mm)	AG	JB	PA	media
zona central	2	0.85	0.85	0.80	0.83 ± 0.03
	5	0.70	0.67	0.71	0.69 ± 0.02
media zonal	2	0.49	0.51	0.42	0.47 ± 0.05
	5	0.50	0.53	0.58	0.54 ± 0.04

Tabla 5.1: Valores del grado de polarización en la zona central de las imágenes y grado de polarización zonal medio, calculado a partir de todos los valores del meridiano. El error indica la desviación estándar.

En el segundo análisis del grado de polarización, no se han utilizado varias zonas como en el caso anterior sino que, el parámetro se ha calculado a partir de los elementos de las matrices de Mueller espacialmente resueltas expuestas en el capítulo 4. En la figura 5.4 se presentan las imágenes del grado de polarización espacialmente resuelto para imágenes retinianas, con 2 mm de diámetro pupilar, en dos sujetos.

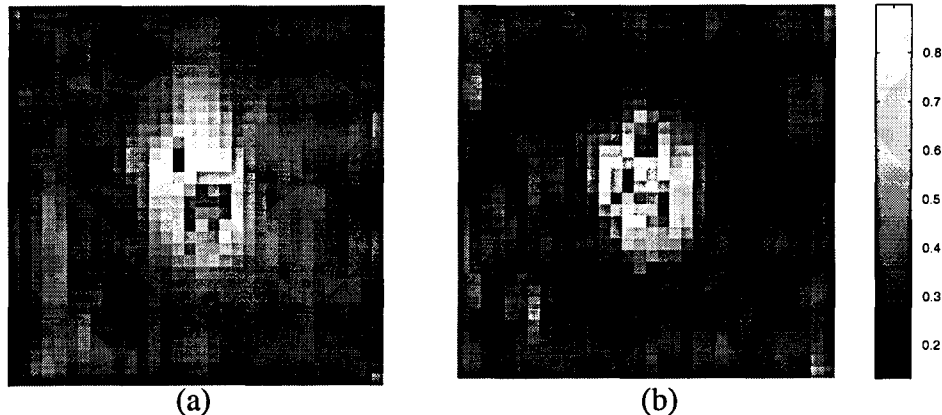


Figura 5.4: Grado de polarización obtenido a partir de las PSMs retinianas de los sujetos JB (a) y PA (b). Los niveles de gris están indicados en la escala de la derecha. Cada píxel corresponde a 0.92 minutos de arco de campo visual.

La figura 5.5 muestra el grado de polarización para los mismos observadores, con un tamaño pupilar de 5 mm. Las imágenes subtienden lo mismo que en el caso anterior.

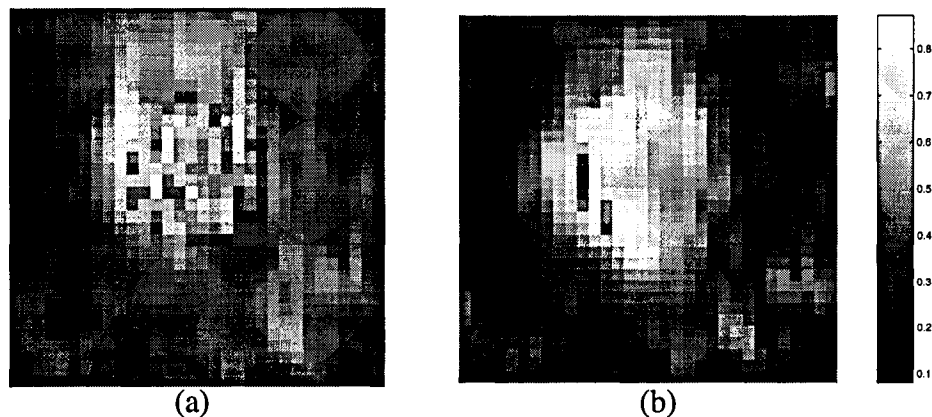


Figura 5.5: Grado de polarización espacialmente resuelto para JB (a) y PA (b), con 5 mm de tamaño de pupila.

En la parte central de las imágenes del grado de polarización aparecen "píxeles ruidosos" con valores que no son representativos de la zona analizada. Debido a ello se hizo el análisis zonal del grado de polarización (ecuación (5.1)), en el cual el cálculo de la intensidad en una zona más extensa, suaviza este ruido.

Esencialmente, el parámetro calculado es lo que se podría denominar "grado de polarización total del sistema", designado en el apartado 2.1.2.4 por G_T y que da una idea del grado de polarización de la luz que emergería del sistema, en cualquier estado de polarización (elíptico en general). La parte lineal correspondiente a este parámetro, es decir, la fracción del grado de polarización que corresponde a luz lineal, se denomina *grado de polarización lineal para sistemas* y se muestra en la figura 5.6.

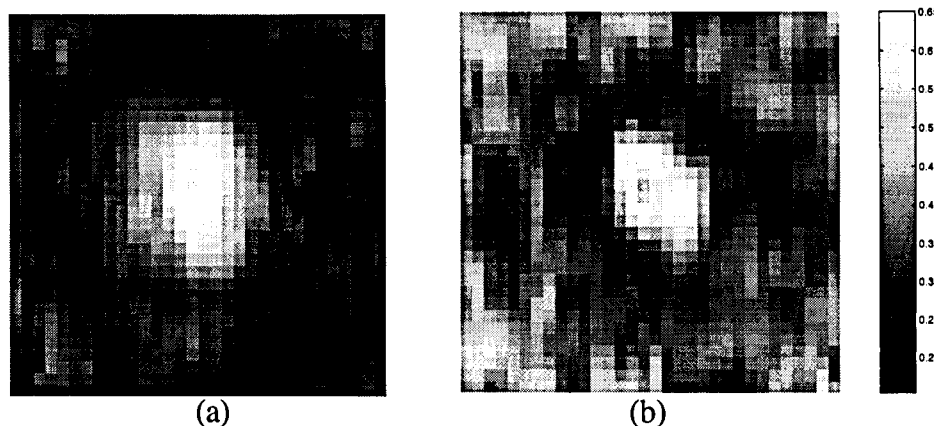


Figura 5.6: Grado de polarización lineal espacialmente resuelto para JB (a) y PA (b). En la escala de la derecha se han indicado los valores asociados a los niveles de gris. Las PSMs utilizadas corresponden a imágenes registradas con pupila de 2 mm.

Los perfiles radiales medios correspondientes a los mapas del grado de polarización total y lineal para una pupila de 2 mm, se han representado en la figura 5.7.

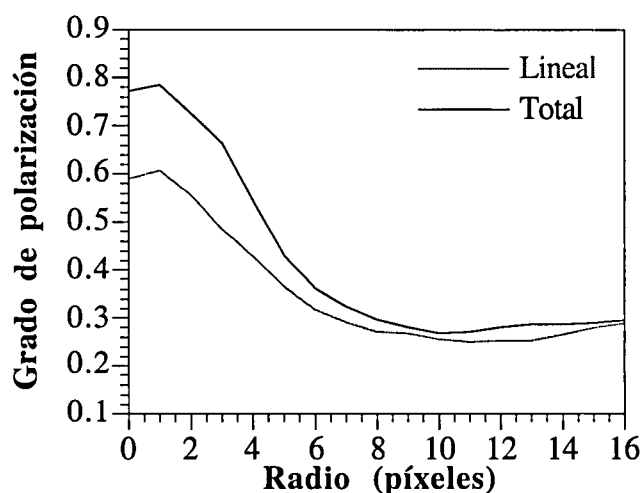


Figura 5.7: Media de los perfiles radiales del grado de polarización total y lineal.

Puesto que el grado de polarización lineal tiene sólo en cuenta la componente lineal de la luz elíptica, su valor ha de estar siempre por debajo del total, como muestra la figura 5.7.

Los resultados presentados en este apartado confirman los experimentos anteriores realizados simplemente con polarizadores lineales paralelos y cruzados, completando la información obtenida con esas configuraciones de entrada y salida (apartados 4.2 y 4.5.2.3).

Las figuras muestran que para 2 mm de diámetro pupilar, la luz que forma la parte central de las imágenes de doble paso tiene un grado de polarización en torno al 80%, mientras que la luz que forma las colas (a partir de unos 15 minutos de arco) se establece alrededor de un 25%. Es importante notar que aunque hay una fracción de luz que conserva en gran medida el grado de polarización, esto no significa que mantenga el mismo estado de polarización con el que entró. Por otra parte, el grado de polarización sigue aproximadamente la forma de la intensidad de la imagen retiniana de doble paso. Cuando el tamaño de la pupila es mayor (5 mm), el valor del parámetro en la zona central es algo menor (70 %) y la caída más suave que en el caso de 2 mm, como ocurre también con su perfil de intensidad.

De acuerdo con resultados previos (tabla 2.3), para un haz de entrada central y fijación foveal, en el caso de luz roja (647 nm) se esperaba un grado de polarización más bajo (aproximadamente de 0.4). Sin embargo, los estudios que sugirieron estos resultados utilizaban detectores que cubrían un área del orden de 1° , con lo cual el promedio del grado de polarización podría estar subestimado. No obstante, otros experimentos indican que este grado de polarización no es tan bajo [Dreher *et al.*, 1992]. El grado de polarización medio en toda la imagen (figuras 5.4 y 5.5) y para todos los sujetos ha sido de 0.35 y 0.36 para pupilas de 2 y 5 mm, respectivamente.

Para intentar explicar los resultados obtenidos en experimentos anteriores, a partir de las imágenes aéreas completas $I_F^{(i-j)}$ se han calculado sus intensidades totales $I_{\text{global}}^{(i-j)}$ (suma de las intensidades de todos los píxeles) y con ellas una "matriz de Mueller global", M_{global} , de toda la imagen. Es decir, se ha obtenido una única matriz para cada serie de 16 imágenes. Con esta matriz de Mueller se ha deducido el denominado "grado de polarización global", G_{global} (un sólo valor para toda la imagen). El proceso se ha esquematizado en la expresión (5.2). De esta forma la imagen subtiende un campo similar al de los detectores empleados [van Blokland, 1985].

$$\begin{array}{l}
 I_F^{(1-1)} = I^{(1-1)}(1,1) \quad \dots \quad I^{(1-1)}(N,N) \\
 I_F^{(1-2)} = I^{(1-2)}(1,1) \quad \dots \quad I^{(1-2)}(N,N) \\
 \dots \\
 I_F^{(4-4)} = I^{(4-4)}(1,1) \quad \dots \quad I^{(4-4)}(N,N)
 \end{array}
 \longrightarrow
 \begin{array}{l}
 \sum_{n,m} I^{(1-1)}(n,m) = I_{\text{global}}^{(1-1)} \\
 \sum_{n,m} I^{(1-2)}(n,m) = I_{\text{global}}^{(1-2)} \\
 \dots \\
 \sum_{n,m} I^{(4-4)}(n,m) = I_{\text{global}}^{(4-4)}
 \end{array}
 \longrightarrow M_{\text{global}} \longrightarrow G_{\text{global}} \quad (5.2)$$

En la tabla 5.2 se representan las medias de los resultados obtenidos para todos los sujetos. Estos datos son coherentes con los calculados para luz roja en experimentos previos.

2 mm	0.50 ± 0.06
5 mm	0.54 ± 0.07

Tabla 5.2: Valores del grado de polarización global calculados a partir de las imágenes de doble paso completas, para dos tamaños de pupila. Los errores muestran la desviación estándar.

El valor obtenido para la pupila 5 mm es un 8% mayor que el correspondiente a la pupila de 2 mm. Esta situación también se repite en los valores medios del grado de polarización zonal de la tabla 5.1, pero en ese caso, los valores para 5 mm son casi un 15% mayores. Sin embargo, atendiendo solamente a la zona central, para pupila de 2 mm el parámetro es un 20% mayor que para 5 mm. Estos datos indican que con pupilas de 5 mm los valores en la zona de las colas de las imágenes de doble paso han de ser mayores. Hay, por tanto, una dependencia entre el grado de polarización y el tamaño de pupila utilizado. Esta variación está basada en la diferencia entre las matrices de Mueller para los dos tamaños de pupila. Para pupilas de distinto tamaño, la influencia de la córnea a efectos de polarización es diferente y por tanto la matriz obtenida también lo será. Este hecho de la disminución del grado de polarización en la zona central cuando la pupila aumenta había sido ya propuesto anteriormente por Weale, pero nunca comprobado [Weale, 1966].

Con el cálculo del grado de polarización a partir de las matrices de Mueller se evita el problema de interpretar la luz parcialmente polarizada como elíptica, o la despolarizada como circular, como ocurre con los sistemas polarimétricos basados en la configuración polarizador-compensador-muestra-polarizador [Azzam y Bashara, 1972]. Este tipo de sistemas no deben utilizarse para el estudio de medios donde existe despolarización. Conociendo los elementos de la matriz de Mueller no existe tal problema, pues se puede calcular tanto el grado de polarización total como el lineal. La figura 5.6 indica que en la zona central de las imágenes de doble paso, el grado de polarización lineal tiene un valor de 0.6 aproximadamente. Es decir, el 75% de la parte polarizada correspondería a luz lineal. Este grado de polarización lineal disminuye del centro hacia las colas de la imagen, zona en la cual los valores son más próximos a los del grado de polarización total. En las colas una gran parte de la luz que emerge correspondería a luz lineal.

5.1.2 Grado de polarización en el plano de la pupila

A partir de las PSMs correspondientes al plano de la pupila, se ha calculado el grado de polarización espacialmente resuelto en dicho plano. El cálculo ha sido idéntico al utilizado en el apartado anterior. La figura 5.8 representa el grado de polarización en el plano de la pupila para dos observadores. Los valores medios de este grado de polarización para toda la imagen, han sido de 0.41 para el sujeto JB y 0.47 para PA.

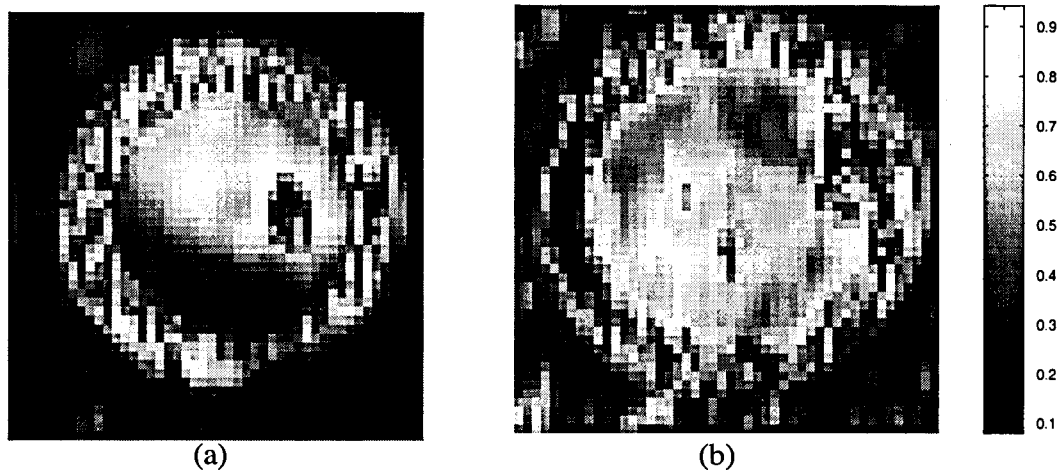


Figura 5.8: Grado de polarización espacial en el plano de la pupila para los observadores JB (a) y PA (b). Los valores asociados a cada nivel de gris están representados en la escala de la derecha. Cada pixel corresponde a 0.16 mm en el plano de la pupila.

En la figura 5.9 se muestra el perfil radial medio del grado de polarización correspondiente a los dos sujetos de la figura 5.8. La media de este perfil radial en la "zona útil" es de 0.6. En el plano de la pupila se pueden distinguir varias zonas en cuanto a grado de polarización se refiere. En la parte central es donde más se conserva, siendo cercano al 0.7. Sin embargo, este parámetro experimenta una reducción de casi un 30% de la zona central a los bordes, en un radio de 2 mm (12-13 píxeles), llegando a un valor de 0.5 aproximadamente. La zona de incertidumbre (apartado 4.5.1) corresponde al área donde el perfil radial del grado de polarización experimenta un aumento que rompe la tendencia que seguían los valores del centro a los bordes de la pupila y donde los

valores no son representativos. Finalmente, en la zona correspondiente al iris la luz se despolariza en gran medida, llegando el grado de polarización a un 0.25.

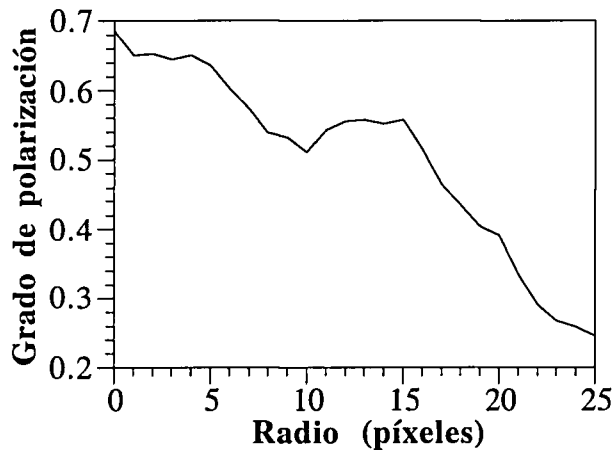


Figura 5.9: Media de los perfiles radiales del grado de polarización espacialmente resuelto en el plano de la pupila de dos observadores.

Van Blokland y van Norren midieron el grado de polarización a partir de la matriz de Mueller, en nueve posiciones, a lo largo de un meridiano horizontal en el plano de la pupila (6 mm) incidiendo con un haz de 1.5 mm [van Blokland y van Norren, 1986]. En media encontraron, que en las zonas más excéntricas dicho parámetro es un 10% más pequeño que en la zona central, donde los valores estaban en torno a 0.75. En el presente trabajo, los valores para la zona central son similares, pero la caída es de un 30%. Sin embargo, si se tiene en cuenta que para luz de 647 nm, esos autores fijaron el grado de polarización en 0.40 (atribuido a un mayor *scattering* para esa longitud de onda), la proximidad entre dicha luz y los 633 nm utilizados, indican que el grado de polarización debería ser notablemente más bajo. Es posible que la extensión del instrumento de registro sea determinante en el cálculo de este parámetro (ver apartado 5.1.1), pues el valor medio en toda la pupila es más próximo a esos resultados anteriores. Sin embargo, experimentos más recientes con luz infrarroja [Pelz, 1997], muestran que el grado de polarización es bastante más alto (ver tabla 2.3), a pesar de que el factor *scattering* propuesto por van Blokland y van Norren afectaría también en gran medida. Los resultados para luz de 785 nm fueron obtenidos con un elipsómetro que incorporaba un sistema confocal [Wilson y Sheppard, 1984]. Debido a ello, se detecta solamente la luz direccional que vuelve del ojo y no la difusa ni la que ha sufrido *scattering*. Puesto que la componente direccional es la que mayor grado de polarización tiene, esta puede ser la razón por la que el parámetro calculado alcance valores mayores.

La parte de la pupila donde más se conserva el grado de polarización corresponde a la zona donde se localiza la luz direccional que vuelve de los fotorreceptores y donde habría un pico tanto en la distribución de intensidad como en el efecto Stiles-Crawford [van Blokland, 1986b]. Debido a ello, con la resolución espacial del grado de polarización sería teóricamente posible medir las propiedades direccionales de los fotorreceptores, puesto que la componente guiada de la luz llenaría sólo una porción de la pupila, mientras que la fracción que ha sufrido *scattering* o la que se ha reflejado de forma especular en la membrana limitante interna, llenaría completamente la pupila [Burns *et al.*, 1995]. Esta existencia de dos componentes, obtenidas mediante un análisis de la polarización, refuerza una teoría anterior que modela la parte direccional como una distribución

gaussiana circular simétrica y la difusa como un fondo uniforme que llena la pupila [Gorrand y Delori, 1995].

5.2 Retardo en las imágenes de doble paso

La magnitud del retardo introducido por el ojo en doble paso se describe por su módulo, y el acimut y la elipticidad del autovector asociado a la estructura birrefringente.

La primera zona analizada ha sido la parte central de la fóvea. Dicha área coincide con la parte central de la imagen de doble paso del estudio del grado de polarización (figura 5.1). La matriz de Mueller se calcula a partir de las intensidades totales de los círculos centrales de las 16 imágenes de cada serie. Utilizando el apéndice A, se obtienen los parámetros de polarización asociados al retardo. En la tabla 5.3 se muestran los resultados para tres observadores. Las imágenes corresponden a una pupila de 2 mm y todas las medidas fueron realizadas en el ojo derecho.

	retardo	acimut	elipticidad
AG	46.1 ± 0.1	41.5 ± 1.4	16.5 ± 0.3
JB	44.5 ± 2.3	42.5 ± 2.4	-5.1 ± 0.7
PA	64.5 ± 4.5	23.4 ± 0.1	-1.7 ± 1.9

Tabla 5.3: Valores medios de retardo, acimut del eje rápido y elipticidad (en grados) en la zona central de las imágenes de doble paso. Los errores muestran la desviación estándar. El eje de referencia para todos los ángulos es horizontal y los ángulos son positivos medidos en sentido antihorario.

En la figura 5.10 se han representado los autovectores correspondientes a los resultados de la tabla 5.3, sobre la esfera de Poincaré.

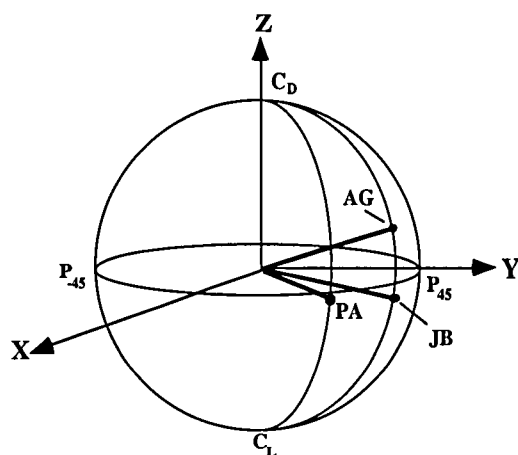


Figura 5.10: Autovectores asociados a la estructura birrefringente del ojo en doble paso, para tres sujetos diferentes.

La figura 5.11 muestra los valores de retardo zonales obtenidos en dos sujetos (para AG los resultados son similares), en función de la distancia al centro de la imagen de doble paso, en un meridiano horizontal. Las zonas en las cuales se midió el retardo son las áreas circulares definidas en la figura 5.1.

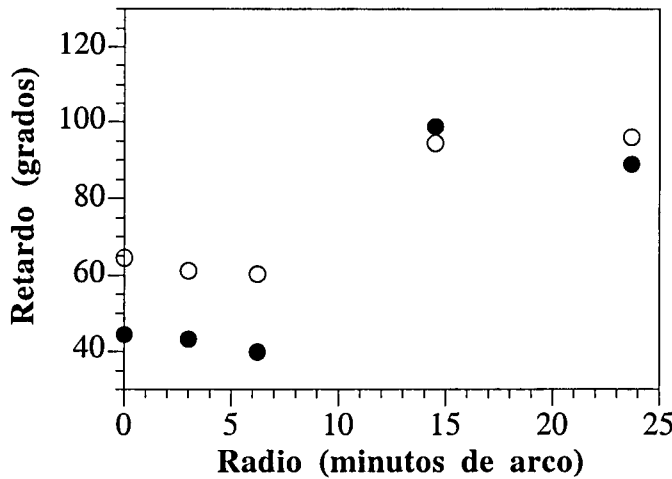


Figura 5.11: Datos de retardo medio zonal frente a la distancia al centro de la imagen de doble paso en un meridiano horizontal, para los sujetos JB (círculos negros) y PA (círculos blancos).

Para el caso de meridianos verticales y a 45° con respecto a la horizontal, se ha calculado también el retardo, resultando ser aproximadamente simétrico. En la tabla 5.4 se presentan, para un sujeto, los retardos en dichos meridianos, en dos zonas de la figura 5.1.

	zona 2	zona 3
meridiano vertical	47.8 ± 2.7	42.8 ± 2.4
meridiano a 45°	43.2 ± 2.8	41.3 ± 0.9

Tabla 5.4: Valores medios de retardo zonal para el sujeto JB en dos meridianos diferentes. Los centros de las zonas circulares (de radio 2.3 minutos de arco) 2 y 3 están a 3 y 6.2 minutos del centro de la imagen, respectivamente. Las imágenes utilizadas corresponden a un tamaño de pupila de 2 mm.

Sin embargo, en polarimetría, el haz de medida que incide sobre la muestra suele ser lo suficientemente pequeño como para que las zonas que atraviesa no sean excesivamente diferentes en cuanto a estructura. En este caso, el haz al entrar en el ojo atraviesa primeramente la córnea, cuya estructura y espesor difiere claramente según la excentricidad.

Los datos de retardo calculados corresponden a imágenes con una pupila de 2 mm. Los efectos de retardo asociados a la birrefringencia corneal en el centro de la córnea se pueden considerar aproximadamente constantes hasta ese tamaño, como muestra la figura 5.12 [Charman, 1980]. Teniendo en cuenta este aspecto, se han calculado los valores de retardo para los mismos sujetos, utilizando las series de imágenes de doble paso con un tamaño de pupila de 5 mm. En la tabla 5.5 se muestran los resultados para los mismos sujetos.

	retardo	acimut	elipticidad
AG	59.4 ± 0.8	26.3 ± 3.5	-8.12 ± 0.9
JB	49.4 ± 3.1	2.5 ± 2.0	-6.63 ± 1.3
PA	86.8 ± 3.2	11.5 ± 1.7	4.89 ± 1.9

Tabla 5.5: Valores medios de retardo, acimut y elipticidad (en la zona central) para imágenes con 5 mm de pupila.

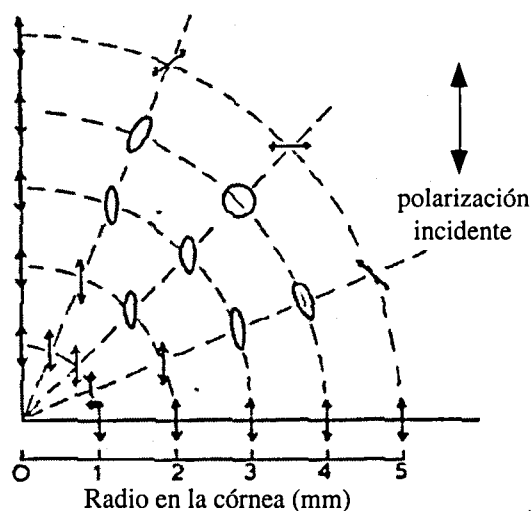


Figura 5.12: Cambio en el estado de polarización en función del radio de la córnea para uno de sus cuadrantes (figura adaptada de [Charman, 1980]).

En la figura 5.13 se han representado los autovectores del retardador equivalente correspondientes a los datos de la tabla anterior.

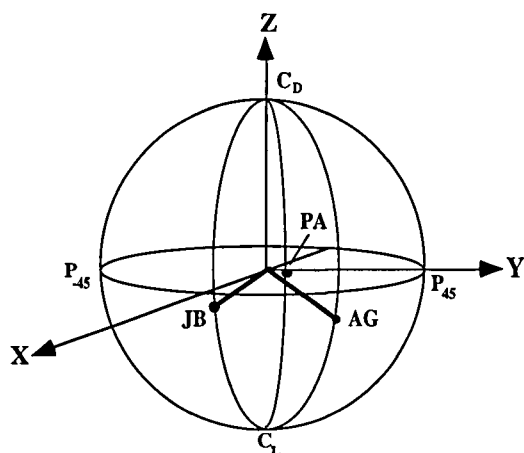


Figura 5.13: Autovectores de la estructura birrefringente del ojo sobre la esfera de Poincaré, para tres observadores diferentes y 5 mm de pupila.

Los resultados obtenidos en el caso de pupila de 2 mm muestran que la rotación media en torno al autovector en la esfera es de 51.68° , lo cual representa un desfase entre los rayos ordinario y extraordinario del orden de $1/7$ de longitud de onda empleada. Hay cierta variabilidad entre sujetos, pues dos de ellos (AG y JB) tienen un retardo similar, pero en el tercero (PA) es más de un 40% mayor. Sin embargo, la desviación estándar individual media no ha superado los 5° . El autovector del retardador equivalente tiene un acimut no nulo con respecto al eje horizontal de referencia (en torno a 36° en media en este caso). Además, todos los ojos analizados son derechos y el eje rápido tiene dirección temporal-inferior y nasal-superior, con lo cual la orientación del eje lento está de acuerdo con experimentos anteriores [van Blokland y Verhelst, 1987; Pelz *et al.*, 1996]. Por otra parte, estos datos corroboran las suposiciones hechas en las discusiones de los apartados 4.2 y 4.3, en cuanto al retardo del ojo en doble paso.

Según la bibliografía, la contribución al retardo total por parte de la retina es del orden del 20% e incluso se puede considerar despreciable, si el campo examinado cubre la parte central de la fovea [klein Brink y van Blokland, 1988]. Como en este trabajo, se ha analizado una zona pequeña de la fovea (aproximadamente 5 minutos de arco), se puede pensar que, en principio, la

contribución a los parámetros estudiados está gobernada en su mayor parte por la birrefringencia corneal. El cambio fundamental en el estado de polarización de la luz que sale del ojo, estará representado básicamente por una rotación en la esfera de Poincaré en torno a un eje. Puesto que de la tabla 5.3 y de la figura 5.10 se deduce que este eje es cercano al plano del Ecuador (3.23° de media), la birrefringencia es lineal (pequeña elipticidad) y una actividad óptica o una birrefringencia elíptica [Collet, 1993] no contribuiría en gran medida al cambio en el estado de polarización. No obstante, para el sujeto AG la elipticidad es un poco mayor. En la tabla 5.6 se representan datos que aparecen en la bibliografía para el retardo global (incluida la córnea) del ojo en doble paso, para varias longitudes de onda (campo retiniano de 1.5° y pupila de $0.8 \times 1.0 \text{ mm}^2$). El sistema utilizado fue un polarímetro con láminas rotatorias.

	λ (nm)	retardo	acimut	elipticidad
	488	65.6	100.0	4.8
[klein Brink, 1991]	514	59.4	89.5	21.8
	568	61.6	78.4	6.6

Tabla 5.6: Valores de retardo para el ojo en doble paso, en la zona central de fovea.

Hasta 5 minutos de arco (figura 5.11) el valor del retardo se mantiene aproximadamente constante. Esta zona corresponde a las áreas con grados polarización por encima de un 50% (ver apartado 5.1.1). Sin embargo, a partir de esa posición, donde el grado de polarización disminuye considerablemente, los valores de retardo aumentan, generando inconsistencias en el valor obtenido. Este hecho, apoyado por algunos autores [van Blokland, 1986a; Gerligang *et al.*, 1995], podría deberse a que el grado de polarización se reduce considerablemente, a que gran parte de esas zonas está formada por luz que ha sufrido *scattering* y a que el valor del ruido en la imagen aumenta con respecto a la señal. En estas zonas de bajo grado de polarización, los valores de retardo están muy sobreestimados y no son correctos. Además, es posible que el teorema de descomposición utilizado no funcione correctamente cuando el grado de polarización es pequeño.

Comparando los retardos obtenidos con dos tamaños de pupila, para el caso de 5 mm, hay un aumento en todos los sujetos, que en media tiene un valor de 65.2° , lo que representa un incremento de un 26% con respecto a la pupila de 2 mm. Los datos de elipticidad siguen indicando que la birrefringencia asociada al retardo sigue siendo lineal (-3.29° de media). El mayor cambio se presenta en el acimut, cuya variación en todos los sujetos parece no tener ninguna tendencia clara. En las dos situaciones, el haz que incide sobre el ojo está centrado sobre la misma zona de la córnea, pero la córnea no se comporta de forma uniforme en cuanto a polarización se refiere (figura 5.12). Aunque este argumento es claramente dependiente de los sujetos, es posible que cuando se incide con un haz mayor de 2 mm, se estén sobreestimando los valores de retardo y obteniendo datos de acimut no representativos. Estos cambios pueden deberse a variaciones en la orientación del eje rápido de la estructura birrefringente y en el retardo de la córnea con la excentricidad de ésta, asociado probablemente tanto a una diferente disposición interna de la córnea como a su comportamiento biáxico [van Blokland y Verhelst, 1987].

Aparte de la córnea, existe un retardo adicional debido a la retina (apartado 2.2.1.3), asociado fundamentalmente a la capa de fibras nerviosas de Henle [Delori *et al.*, 1979] y a la estructura estratificada de los segmentos externos de los fotorreceptores [Weale, 1971]. Puesto que la depresión foveal abarca unos 5° y la dimensión de la zona bajo estudio es de casi 5 minutos de arco, la zona corresponde a aquella en la que los fotorreceptores no están precedidos por un estructura nerviosa, con lo cual el retardo retinano asociado sería básicamente el aportado por la estructura de fotorreceptores.

No se han encontrado datos bibliográficos sobre retardo para luz de 633 nm en la zona correspondiente a la fovea, ni tampoco en zonas tan pequeñas como las tratadas en este trabajo, para poder comprobar los resultados. Para luz de 647 nm, van Blokland realizó medidas de retardo que no incorporó a sus resultados finales, pues los datos diferían mucho de los obtenidos con longitudes de onda medias y cortas [van Blokland, 1986a]. Este hecho lo atribuyó a que el efecto de la birrefringencia ocular podría estar enmascarado por una posible excesiva despolarización resultante del *scattering* que sufre este tipo de luz en la retina. Sin embargo los resultados muestran que sí es posible calcular el retardo asociado a la birrefringencia ocular en la zona central de la fovea, incluso para esas longitudes de onda. Además, en otros experimentos se ha calculado el retardo para longitudes de onda del rango del infrarrojo [Pelz, 1997].

De poder extraer la contribución de la córnea al retardo total, se conocería la birrefringencia retiniana en esas zonas, de las que no se tienen datos bibliográficos. Esto permitiría deducir información de la estructura a ese nivel a partir de medidas polarimétricas. De forma adicional, se corroboraría la fuente de retardo expuesta por Weale y se comprobaría su influencia sobre el retardo total aportado por el ojo en un doble paso.

Los parámetros de polarización dependen esencialmente de los sujetos estudiados. Sin embargo, hay una diferencia entre el presente estudio y los anteriores: los errores en las desviaciones estándar son menores (ver tablas 5.3 y 5.5) que los casi 15° de error que se presenta a veces la bibliografía [klein Brink, 1991]. Estos errores se atribuyeron a la acomodación (a pesar de haber aplicado un midriático) y a movimientos involuntarios del globo ocular. En el estudio presente, los errores también están presentes, pero la influencia es menor posiblemente debido tanto a la no existencia de elementos ópticos móviles en el sistema experimental, como al uso tiempos de medida son mucho mayores en los que la cámara CCD integra, mediante los cuales se podrían promediar los movimientos involuntarios del ojo. Pero utilizando la matriz de Mueller M_{global} , obtenida a partir de las intensidades totales (ecuación (5.2)), los errores son mayores, como se indica en la tabla 5.7.

	retardo ($^\circ$)
JB	62.1 ± 15.4
PA	83.7 ± 12.2

Tabla 5.7: Valores medios de retardo, calculados a partir de las imágenes completas de doble paso, con 2 mm de pupila. Los errores indican la desviación estándar.

Por tanto, cuando se calcula una única matriz de Mueller global, no sólo los retardos aumentan al menos un 30% con respecto a los obtenidos para la zona central con una pupila de 2 mm, sino que las desviaciones estándar son mucho mayores (y similares a las que se tenían en experimentos de otros autores). Estas variaciones pueden deberse a que para calcular la matriz se ha utilizado la imagen completa, en la cual hay contribución, no sólo de la parte central, sino también de las colas, donde la mayor parte ha sufrido *scattering* y puede falsear los resultados, contibuyendo con un retardo considerablemente mayor. Para comprobar este dato, se han calculado los retardos medios con los datos de la figura 5.11 y han resultado ser 63.1° y 75.3° para JB y PA respectivamente. Estos resultados son más próximos a los expuestos en la última tabla.

5.3 Dicroísmo

En este apartado, el análisis del dicroísmo se lleva a cabo de dos formas diferentes: una es su estudio en la zona circular de 2.3 minutos de arco de radio correspondiente al centro de la imagen y la otra consiste en calcular un "dicroísmo global" utilizando la matriz de Mueller M_{global} (expresión (5.2)). Además se utilizan dos tamaños de pupila para comparar su posible influencia sobre los resultados de este parámetro de polarización.

La tabla 5.8 muestra los valores medios de dicroísmo calculados a partir de las matrices de Mueller de tres sujetos, en la zona central de la imagen, así como los resultados deducidos a partir de la matriz de Mueller global. Dichos parámetros se han obtenido usando los procedimientos descritos en el capítulo 2.

	pupila (mm)	$1-\tau$	RD	$\log_{10}(\text{RD})$
zona central	2	0.15 ± 0.05	1.18 ± 0.07	0.07 ± 0.03
	5	0.21 ± 0.03	1.28 ± 0.04	0.10 ± 0.01
M_{global}	2	0.19 ± 0.05	1.24 ± 0.09	0.09 ± 0.03
	5	0.24 ± 0.04	1.31 ± 0.07	0.12 ± 0.02

Tabla 5.8: Valores medios (en una zona circular central de las imágenes de doble paso) y globales de cantidad de dicroísmo, razón dicroica y logaritmo decimal de la razón dicroica, para dos tamaños de pupila. Los errores muestran la desviación estándar.

Debido a la relación directa entre el dicroísmo y la diatenuación (apartado 2.1.2.2), se ha calculado la diatenuación, en la misma zona que se utilizó para el estudio del dicroísmo. Para ello se ha utilizado la ecuación (2.22). El valor medio para el caso de pupila de 2 mm ha sido

0.16 ± 0.03 , resultado similar al valor de 0.15 obtenido para el dicroísmo presentado en la tabla anterior.

Todos los estudios sobre el dicroísmo del ojo humano coinciden en que la única fuente que contribuye al dicroísmo medido es la retina [Bour, 1991]. Si la córnea o el cristalino fueran responsables del dicroísmo, la posición de la cruz macular de polarización debería modificarse cuando varía el ángulo de incidencia sobre dichos elementos, pero no es el caso. En la tabla 5.9 se representan datos de dicroísmo retiniano que aparecen en la bibliografía. El origen del dicroísmo en el área de la mácula se ha estudiado mucho menos que la birrefringencia (ver capítulo 2). La razón de extinción (τ) para luz azul, según la tabla 5.9 es del orden de 0.87, dato obtenido sin hacer uso de las matrices de Mueller. Además, Bone calculaba una "razón dicroica aparente" que tenía en cuenta la birrefringencia corneal [Bone, 1980]. Esta razón dicroica contribuye con valores entre 1.09 y 1.15 y unas desviaciones estándar de 0.01. Sin embargo, si se supone la córnea como una lámina retardadora con su eje lento en la dirección nasal-inferior y la retina como un polarizador parcial con dirección arbitraria, se ha comprobado que la variación entre el coeficiente de extinción nominal de la retina dicroica aislada y el resultado suponiendo la influencia de la córnea es mínimo, concretamente de 3.41×10^{-5} , independientemente de la longitud de onda. Por el contrario, la birrefringencia corneal sí es responsable de cambios en la dirección del autovector del dicroísmo medido.

	λ (nm)	$1-\tau$	RD	$\log_{10}(\text{RD})$
[Naylor y Stanworth, 1954]	460	0.13	1.15	0.06
[Bone, 1980]	480	0.127	1.145	0.059
[Hemenger, 1982]	460	0.06	1.06	0.03
[Dreher <i>et al.</i> , 1992]	633	0-0.2	1-1.25	0-0.097
[Pelz, 1997]	785	0.05	1.05-1.14	0.02

Tabla 5.9: Cantidad de dicroísmo, razón dicroica y logaritmo decimal de la razón dicroica, para varias longitudes de onda, obtenidos por otros autores.

El valor medio de τ encontrado en el presente estudio para la longitud de onda de 633 nm ha sido de 0.85 (ver tabla 5.8). No se han encontrado trabajos que hayan estudiado el dicroísmo retiniano en la fovea para esa longitud de onda, con los que se puedan comparar estos resultados. Sin embargo este valor de dicroísmo es razonable si se tiene en cuenta que para la longitud de onda empleada, sobre la zona de la mácula es posible observar la cruz de polarización [Stanworth y Naylor, 1950b; Hochheimer y Kues, 1982]. Concretamente, la razón dicroica (RD) encontrada para imágenes con 2 mm de diámetro pupilar es mayor que la correspondiente a luz infrarroja (tabla 5.9), lo cual es de esperar, pues a esas longitudes de onda no se observa ni cruz macular, ni escobillas de Haidinger [Pelz *et al.*, 1996]. Además, es más pequeña que el máximo encontrado para la zona de la papila con la misma longitud de onda [Dreher *et al.*, 1992], lo cual es también

razonable, pues la papila tiene un efecto de dicroísmo mayor que la fovea [Pelz, 1997]. Incluso los máximos valores de RD en algunos experimentos (1.16 en [Naylor y Stanworth, 1954]) son similares a los resultados de este estudio.

Comparando las razones dicroicas obtenidas con los dos tamaños de pupila, en el caso de pupila de 5 mm, hay un aumento en media, de un 8%. La córnea no tiene ningún efecto en el dicroísmo medido, sin embargo, los valores obtenidos con una pupila de 5 mm son excesivamente altos. Esto se debe a que con una pupila de esas dimensiones, la superficie de la córnea no se comporta uniformemente a efectos de polarización y las matrices de Mueller pueden contener información que sobreestime los resultados obtenidos. Este hecho vuelve a confirmar que la polarimetría con un haz de 5 mm de diámetro lleva a conclusiones erróneas, como ocurría con los datos de retardo presentados en el apartado 5.2.

El dicroísmo medido, por estar asociado a una zona central de esas dimensiones podría tener su origen básicamente en las moléculas de pigmento, localizado entre las dos membranas limitantes. Esta contribución es doble: por una parte, debido a que la molécula es una larga cadena [Bone y Landrum, 1984] y tiene un mayor coeficiente de absorción en la dirección del eje de la molécula y por otra, debido a su orientación preferencial. La contribución por parte del dicroísmo de forma asociado a la distribución radial de las fibras de Henle, de existir en este caso, sería mínimo.

La razón dicroica deducida a partir de las matrices globales indica que las zonas excéntricas de la imagen contribuyen de forma diferente a la central, dando lugar a valores comparables con los obtenidos para 5 mm de tamaño pupilar en la zona central y considerados demasiado altos.

Esencialmente, este carácter dicroico "fuerza" al haz a un cierto estado de polarización lineal, causando un desplazamiento del estado que entra, hacia el autovector del elemento dicroico y no un giro en torno a él como ocurre con las estructuras oculares birrefringentes (apartado 2.1.1). En definitiva y para esta longitud de onda, la retina, además de contribuir con birrefringencia, tiene características asociadas a un fenómeno de dicroísmo. Sin embargo, para este parámetro se vuelve a comprobar que tanto la polarimetría con tamaños de pupila grandes, como el cálculo de una sola matriz de Mueller global, pueden dar lugar a resultados no representativos del parámetro estudiado.

El valor de diatenuación es semejante al obtenido para el dicroísmo, lo que deja clara la relación entre los dos fenómenos de polarización y más concretamente entre la diatenuación y la cantidad de dicroísmo, que son cantidades equivalentes.

5.4 Polarizancia

En este apartado se analizan los resultados de polarizancia en las imágenes de doble paso, es decir, la posibilidad que tiene el ojo de aumentar el grado de polarización de la luz despolarizada que incide sobre él. Para ello se estudian los elementos de la primera columna de la matriz de Mueller. En la figura 5.14 se muestran los elementos M_{01} , M_{02} y M_{03} , que corresponden al vector polarizancia espacialmente resuelto (apartado 2.1.2.5), en tres sujetos diferentes, para imágenes tomadas con un tamaño de pupila de 2 mm.

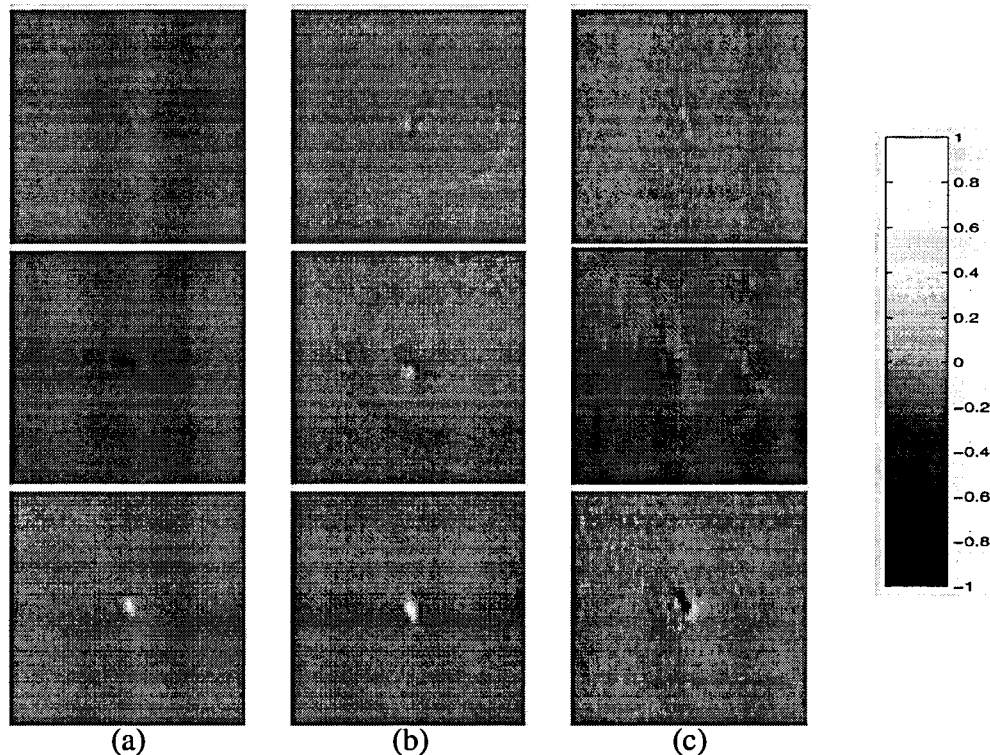


Figura 5.14: Elementos espacialmente resueltos del vector polarizancia en los sujetos PA (a), JB (b) y AG (c). Cada imagen subtiende 59 minutos de arco de campo visual y corresponden a un tamaño pupilar de 2 mm. El código de grises se muestra en la barra de la derecha.

Para cada observador, la figura 5.15 presenta los valores medios de las secciones horizontales a mitad de la imagen, de los elementos del vector polarizancia asociados a la matriz de Mueller espacialmente resuelta, para el ojo en doble paso.

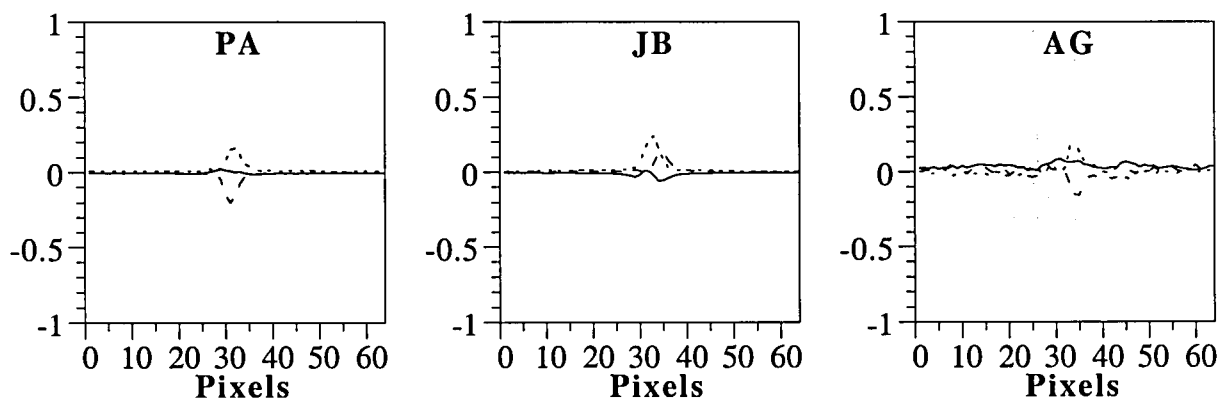


Figura 5.15: Corte horizontal de los elementos M_{10} (línea continua), M_{20} (línea discontinua) y M_{30} (línea de puntos) de las matrices de Mueller espacialmente resueltas para tres sujetos diferentes y un tamaño de pupila de 2 mm. Cada pixel subtiende 0.92 minutos de arco de campo visual.

En la tabla 5.10 se muestran los valores extremos (máximos o mínimos) de los elementos representados en la figura anterior. Los valores que toman los elementos M_{10} son menores que los correspondientes a M_{20} y M_{30} .

	PA	JB	AG
M_{10}	0.020	0.076	0.083
M_{20}	-0.201	0.131	-0.157
M_{30}	0.146	0.237	0.189

Tabla 5.10: Valores centrales extremos que contribuyen a la polarizancia en tres sujetos diferentes.

En la figura 5.16 se han representado las medias, para todos los sujetos de las secciones horizontales de los elementos M_{01} , M_{02} y M_{03} , con dos tamaños de pupila diferentes.

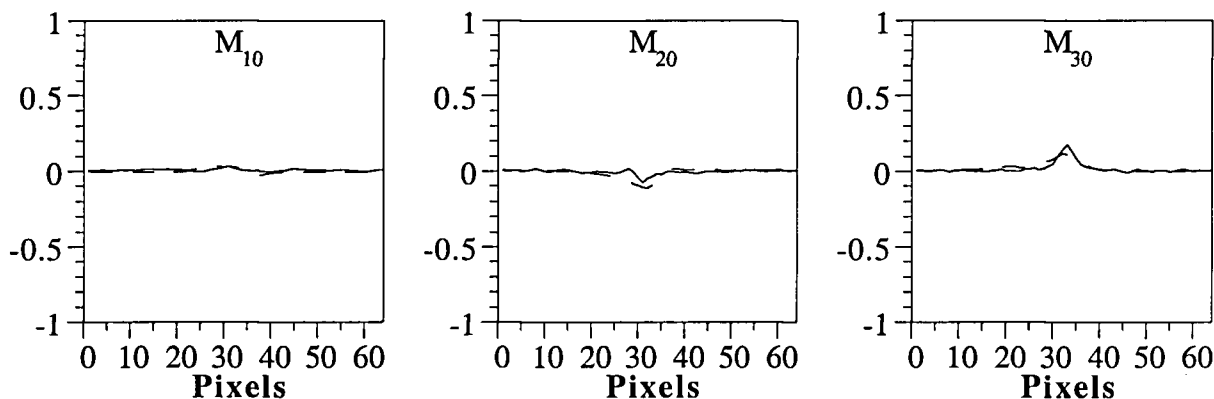


Figura 5.16: Valores medios (tres sujetos) de los perfiles horizontales de los elementos del vector polarizancia, para imágenes con pupila de 2 (línea continua) y 5 mm (línea discontinua).

En la figura 5.17 se comparan las secciones horizontales y verticales de los elementos de la matriz que contribuyen a la polarizancia para uno de los sujetos.

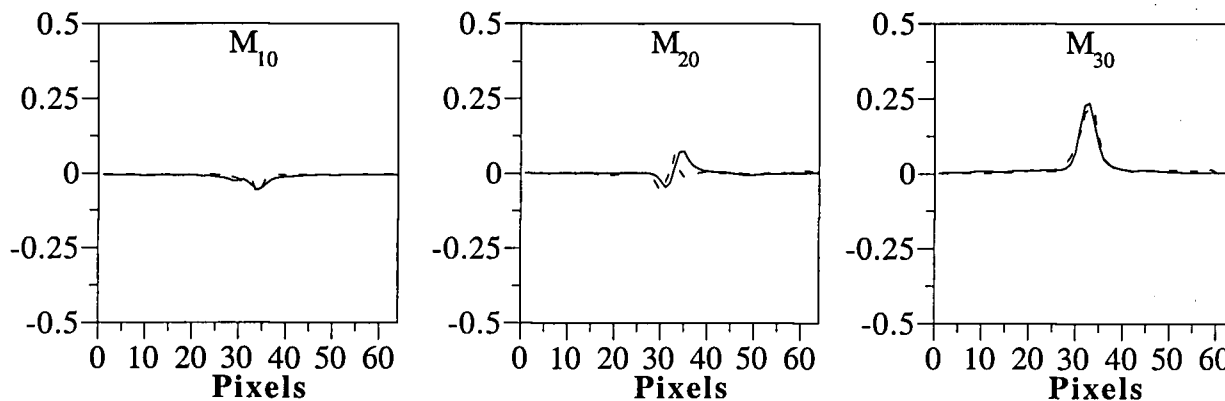


Figura 5.17: Comparación entre los valores de los elementos de la matriz de Mueller que contribuyen a la polarizancia, para un meridiano horizontal (línea continua) y uno vertical (línea discontinua). Los datos son medias en el sujeto JB, para las imágenes con pupila de 2 mm.

Estos resultados sirven para comprobar la simetría de dichos elementos. Los datos son los valores medios en franjas horizontales y verticales con un ancho de aproximadamente 5 minutos de arco.

Cuando sobre un sistema incide luz natural, el estado de polarización de la luz que emerge depende del valor que tienen los elementos de la primera columna de la matriz de Mueller asociada al sistema. Para que la luz de salida se mantenga despolarizada como incide, dichos elementos han de ser nulos. De esa manera la contribución a los elementos S_1 , S_2 y S_3 del vector de Stokes de salida sería nula. Cuando la matriz de Mueller está resuelta espacialmente, el razonamiento es similar, por lo que los elementos de la primera columna, salvo el M_{00} , habrían de ser nulos en toda su extensión. Los elementos M_{10} , M_{20} y M_{30} de las PSMs de todos los sujetos (figura 5.14) son nulos en casi toda su extensión. Esto implica que si sobre el ojo incide luz natural, la mayor parte de la luz de la imagen registrada, permanecerá despolarizada al igual que incidió. Sin embargo, hay un área central de aproximadamente 5 minutos de arco, donde los valores son no nulos y su comportamiento varía ligeramente con respecto al resto de la imagen. Estas son las zonas de relevancia en el estudio de la polarizancia.

En el sujeto PA, la contribución de la parte central del elemento M_{10} , correspondiente a polarización lineal horizontal, es pequeña (del orden de un 2%). Sin embargo las componentes de polarización lineal a 45° y circular (M_{20} y M_{30} , respectivamente) contribuyen con un 20% y un 15%, aproximadamente. Aunque la componente M_{20} es negativa, eso sólo indica que la tendencia de esa componente es a estar linealmente polarizada a -45° . Para el observador JB, el comportamiento en la mayor parte de la imagen es similar al del sujeto PA. La componente lineal horizontal es cercana al 8% y las partes centrales de los elementos M_{20} y M_{30} toman valores de un 13% y un 24% respectivamente. Finalmente, en el sujeto AG los resultados no aportan cambios significativos con respecto a los otros dos observadores. Las medias de cada uno de los elementos de la matriz de Mueller que contribuyen a la polarizancia para los dos tamaños de pupila (figura 5.16), siguen indicando una contribución ligeramente mayor por parte del elemento M_{30} .

La comparación entre los meridianos horizontales y verticales de los elementos de la polarizancia sirve para comprobar su simetría (figura 5.17). La media de las diferencias entre esos meridianos han sido de 0.004 ± 0.001 , 0.008 ± 0.002 y 0.007 ± 0.001 para M_{10} , M_{20} y M_{30} , respectivamente, datos que reflejan la misma simetría en todos los elementos.

El estudio de la polarizancia a partir de las imágenes de doble paso indica que la mayor parte de la luz que entra despolarizada en el ojo, emerge como tal. Por otra parte, la luz perteneciente a la parte central de la imagen (fracción de luz guiada en los fotorreceptores) puede aumentar ligeramente su grado de polarización mediante la aparición de dos contribuciones: una de luz lineal a $\pm 45^\circ$ y otra de circular. El grado de polarización asociado a la parte central de la imagen, tiene un valor en torno a un 0.25, del cual un 15% correspondería a polarización lineal y el resto a circular. Estas contribuciones parecen indicar la existencia de, por una parte una naturaleza dicróica y por otra, de elementos que llevan asociada cierta birrefringencia circular (a veces denominado dicroísmo circular) o actividad óptica. El estudio del dicroísmo se hizo en el apartado 5.3, donde se dejó claro que la naturaleza dicróica de ojo, básicamente está asociada a la retina. La posible

existencia de elementos con birrefringencia circular es un aspecto que no había sido tratado hasta hace muy poco, pues siempre se había atribuido al ojo una birrefringencia básicamente lineal. Sin embargo, recientemente los resultados de un estudio polarimétrico de las imágenes de Purkinje [Pierscionek y Weale, 1998] indican que la córnea y el cristalino podrían ser ópticamente activos y han sido los primeros en sugerir que la córnea puede presentar birrefringencia circular. Los resultados encontrados usando los elementos de la matriz de Mueller espacialmente resuelta dan muestras de la existencia de este tipo de birrefringencia. Sería necesario un análisis de las matrices de Mueller asociadas a las imágenes de Purkinje para comprobar si realmente esta birrefringencia circular está asociada a la córnea. El registro de dichas imágenes se intentó llevar a cabo en el presente trabajo, pero el dispositivo no era el más apropiado para este tipo de experimentos.

Aunque hay muy pocos estudios sobre la capacidad que tiene el ojo de aumentar el grado de polarización de la luz natural que le llega, en general, los resultados obtenidos parecen estar de acuerdo con resultados previos, que indicaban que la luz despolarizada incidente aumenta ligeramente su grado de polarización tras reflejarse en la retina [Röhler *et al.*, 1969; Röhler y Schmielau, 1976].

5.5 Resultados obtenidos con un elipsómetro de células Pockels

En esta sección se comparan y relacionan los parámetros de polarización obtenidos con el polarímetro de imagen en doble paso y con un elipsómetro electro-óptico que utiliza dos pares de células Pockels (ECP)¹ [Pelz *et al.*, 1996]. Una descripción de este sistema se encuentra en el apéndice B. Primeramente se hace una comparación entre los parámetros obtenidos a partir de la matriz de Mueller del ojo completo en doble paso con los dos métodos. Para realizar esta comparación, el sujeto JB sirvió de observador en las medidas realizadas con los dos sistemas experimentales. En una segunda parte, a partir de los datos polarimétricos de la córnea y la retina por separado, obtenidos con el ECP para luz de 785 nm, se deducirán los parámetros de polarización para luz de 633 nm.

5.5.1 Comparación de parámetros en el ojo completo

La figura 5.18 muestra el mapa de retardo para el ojo derecho del sujeto JB en un sólo paso, obtenido usando el ECP. La zona presentada corresponde a la fovea. El haz de luz incidente sobre la zona central de la córnea, tiene un diámetro de 1.5 mm. El retardo medio medido a lo largo de la circunferencia representada en la figura ha sido de 17.2°, tomando valores entre un máximo de 27° y un mínimo de 3°. Para un doble paso, el mapa es similar, pero los valores de retardo se duplican. El retardo medio en la zona central de la fovea para el ojo completo en un doble paso ha sido de 34.35±0.32°.

¹ Las medidas que aquí se presentan fueron realizadas en el Institut für Angewandte Physik de la Universidad de Heidelberg (Alemania).

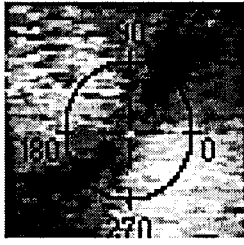


Figura 5.18: Mapa de retardo para el sujeto JB. La figura subtiende 6.5° . En el código de niveles de gris, el negro indica el máximo retardo y el blanco el mínimo.

Como ya se expuso en el apartado 2.2, la córnea en su parte central se comporta como una lámina retardadora fija con su eje lento en la dirección nasal-inferior. Por otra parte, en la retina, la orientación del eje es radial. Teniendo en cuenta este hecho, se ha calculado el retardo total introducido por un ojo simulado. En él, la córnea es una lámina retardadora fija con un retardo de 15° y un acimut del eje rápido de 20° y la retina es otra lámina con retardo constante de 10° , pero con acimut α variable, entre 0 y 360° . Para cada valor de α se ha calculado la matriz de Mueller total del sistema en un paso simple M_{PS}^α y en un doble paso M_{DP}^α (ecuaciones (5.3)). A partir de estas matrices se ha deducido el retardo total introducido por el conjunto.

$$M_{PS}^\alpha = M_{I0}^\alpha \cdot M_{I5}^{20} \quad M_{DP}^\alpha = M_{I5}^{20} \cdot M_{I0}^\alpha \cdot M_{I0}^\alpha \cdot M_{I5}^{20} \quad (5.3)$$

En la figura 5.19 se muestran los resultados obtenidos para los dos casos. El retardo introducido por el ojo varía con el acimut del segundo retardador y es una función periódica de periodo π . El retardo máximo del sistema, tanto en un paso simple (25°), como en uno doble (50°), corresponde a la orientación en la cual los ejes rápidos de las dos láminas retardadoras son paralelos (10° en este caso). A partir de estos resultados, el retardo de la primera lámina (que corresponde a la córnea) se calcula fácilmente como la semisuma de los valores máximo y mínimo.

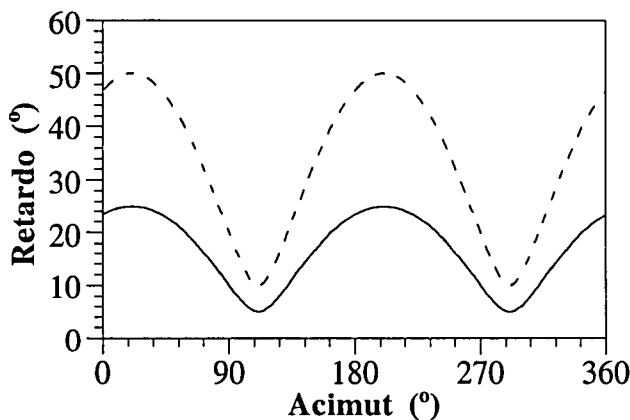


Figura 5.19: Retardo total de un ojo simulado formado por dos láminas retardadoras, en un paso simple (línea continua) y en un doble paso (línea discontinua).

Al retardo representado en la figura 5.18 contribuye tanto la birrefringencia de la córnea como la de la retina. Por el razonamiento hecho con la simulación, las zonas de retardo máximo son aquellas en las que los ejes rápidos de la córnea y la retina son paralelos. Por el contrario, en las zonas de retardo mínimo los ejes están cruzados. De esta forma, se puede deducir la orientación del eje rápido (o lento) de la córnea, que va asociado a las zonas más oscuras del mapa de retardo. Además, la orientación del eje lento de la córnea es nasal-inferior y corresponde a las zonas más

claras de la figura. A partir de los retardos máximos y mínimos, el retardo que corresponde a la córnea será:

$$\delta_{\text{córnea}} = \frac{\delta_{\text{máximo}}^{\text{total}} + \delta_{\text{mínimo}}^{\text{total}}}{2} \quad (5.4)$$

que en el caso del sujeto JB y para un paso simple tiene un valor de 15° aproximadamente.

Este hecho indica que en el ojo se produce un "fenómeno interferencial" a efectos del retardo, asociado a las estructuras birrefringentes. Habrá zonas donde los retardos se suman y dan un máximo y otras donde se restan y originan un mínimo. En el resto habrá contribución de uno y otro, que será función del ángulo relativo que formen entre sí los ejes. Por otra parte, en el apartado 5.2 se presentaron los datos de retardo y acimut del eje rápido del retardador equivalente, asociados a la matriz de Mueller del ojo completo en doble paso, obtenidos con el polarímetro de imagen. En la tabla 5.11 se muestran dicho datos, junto con los obtenidos con el ECP, para el mismo observador.

	λ (nm)	retardo	acimut
ECP	785	34	51
PDP	633	44	43

Tabla 5.11: Valores de retardo y acimut del eje rápido (en grados) para el ojo derecho del sujeto JB en doble paso, medidos con dos sistemas experimentales diferentes. Los parámetros con el polarímetro en doble paso (PDP) se han obtenido a partir de los datos de la parte central de las imágenes registradas con 2 mm de diámetro pupilar.

Con estos resultados en un mismo sujeto, se pueden comparar los valores de retardo y acimut obtenidos con los dos sistemas experimentales. El retardo para la longitud de onda de 633 nm es mayor que el obtenido para luz infrarroja. Este resultado parece razonable, teniendo en cuenta que la luz infrarroja correspondiente es un 24% mayor que la roja. Aunque sólo se ha medido en un sujeto, los datos indican que los resultados con el polarímetro de imagen son coherentes y comparables con los obtenidos con el ECP. Además, estos resultados están también de acuerdo (teniendo en cuenta tanto la variabilidad entre sujetos, como las diferentes longitudes de onda) con otros estudios previos [van Blokland, 1985; Klein Brink, 1991].

En principio, el acimut de la estructura birrefringente es independiente de la longitud de onda con la que se trabaje, por lo que en los dos casos, al ser el mismo sujeto, debería tener el mismo valor. Sin embargo, en los datos de acimut se encuentra una diferencia relativa de un 16%. Esta variación puede deberse fundamentalmente a las condiciones experimentales del registro: tamaños de pupila diferentes, no coincidencia en la zona de incidencia sobre la córnea o pequeñas inclinaciones y desviaciones de la cabeza del sujeto. Esta diferencia entre los acimuts es similar a las obtenidas en experimentos anteriores para un mismo sujeto y varias longitudes de onda, para distintas series de medidas realizadas con el mismo dispositivo experimental [Klein Brink, 1991].

5.5.2 Deducción de parámetros para la córnea y la retina

Con los datos obtenidos con el polarímetro de imagen se tiene información sobre el ojo completo en doble paso. Sin embargo, esa configuración experimental no permite separar de forma sencilla las contribuciones de la córnea y la retina. El ECP ofrece la posibilidad de calcular los parámetros de polarización independientes para la córnea y la retina. Con estos datos de luz infrarroja, se inferirán los valores correspondientes a la longitud de onda utilizada con el polarímetro de imagen en doble paso.

5.5.2.1 Efecto de la córnea

En el ECP la posición del haz al cruzar la córnea es fija. Debido a ello, la matriz de Mueller de ésta se puede calcular utilizando la luz que vuelve de la retina habiéndose reflejado especularmente en cualquiera de los vasos sanguíneos que la surcan. Como el retardo ocular está dominado por las propiedades birrefringentes de la córnea, la posición y orientación del haz de luz que entra, tiene un efecto sustancial en el retardo observado cuando ésta emerge, tras haber pasado dos veces por los medios oculares y haberse reflejado en la retina.

Puesto que se tienen las imágenes registradas con las 16 combinaciones independientes de estados de polarización de entrada y salida, en una de ellas, donde los vasos sanguíneos se vean enfocados, se elige la zona a partir de la cual se va a compensar la contribución de la córnea. En esa zona la reflexión es especular, con lo cual la matriz de Mueller en doble paso calculada corresponde al cuadrado de la matriz de Mueller de la córnea (ecuación (5.5)). Conocida la matriz, se podrán deducir sus parámetros de polarización (apéndice A). El cálculo de la matriz se hace para tres posiciones de vasos sanguíneos, se calculan los parámetros para cada una de ellas y finalmente se hace la media.

$$M_{DP} = M_{córnea} \cdot M_{córnea} = M_{córnea}^2 \quad (5.5)$$

En la tabla 5.12 se muestran los datos referentes a la córnea del sujeto JB que indican que, en su zona central, la córnea se comporta como un lámina retardadora de retardo constante, con su eje lento en la dirección nasal-inferior. Puesto que la elipticidad es muy proxima a cero, el autovector de la córnea en la esfera de Poincaré yace muy cerca del plano del Ecuador, lo cual indica que la birrefringencia que presenta, al menos en su parte central, es lineal.

retardo	14.9±0.5
eje lento	-36.6±0.5
elipticidad	-1.3±0.3

Tabla 5.12: Valores de los parámetros de polarización (en grados), medidos con el ECP para la parte central de la córnea del sujeto JB. Los parámetros están referidos a un único paso. Los errores muestran la desviación estándar.

Por otra parte, el espesor de la córnea del sujeto JB en su parte central se midió con un biómetro de ultrasonido (Mentor a-scan/b-scan III plus) dando como resultado 0.35 mm. Si el

espesor medio de cada lamela es de $2 \mu\text{m}$ [Maurice, 1984], este observador tendría unas 175 lamelas en la parte central de su córnea, cada una de las cuales se comporta como una lámina retardadora. Los últimos estudios sobre la estructura y birrefringencia corneal indican que la distribución de las lamelas en la córnea no es arbitraria como se podría pensar, sino que la mayor parte de ellas están orientadas de forma fija y en una dirección preferencial [Donohue *et al.*, 1995]. Debido a ello, una mínima parte, distribuidas aleatoriamente, no contribuyen al retardo total originado por toda la estructura.

Un sistema que contenga un número cualquiera de retardadores (lineales, circulares o elípticos) es ópticamente equivalente a un retardador elíptico [Gil y Bernabeu, 1982]. Puesto que cada una de las lamelas actúa como un retardador, la córnea se comportaría como un retardador elíptico. Un retardador elíptico, a su vez equivale a un sistema formado por un retardador lineal y un rotor [Gil, 1983]. Puesto que la parte central de la córnea se comporta como un retardador lineal, el rotor del sistema equivalente tendría asociada la matriz identidad y la córnea, por tanto, tendría asociada la matriz de Mueller de un retardador lineal o lámina birrefringente (ecuación (2.13)), cuyos parámetros en el caso del sujeto estudiado se han presentado en la tabla 5.12.

El retardo total δ producido por una lámina retardadora de espesor d está dado por $\delta = k \cdot d \cdot \Delta n$ (ecuación 2.23), donde $k = 2\pi/\lambda$ es el número de onda. Conocido el retardo experimental que para una longitud de onda de 785 nm introduce la córnea en su parte central, se puede deducir que la birrefringencia global de la córnea en esa zona y para esa λ es aproximadamente de 9.3×10^{-5} . Con este dato, la birrefringencia de una lamela individual Δn , sería 3.72×10^{-4} [Donohue *et al.*, 1995], valor aún muy por debajo del 0.0028 encontrado por Stanworth y Naylor [Stanworth y Naylor, 1953]. Esta diferencia en los valores de la birrefringencia resulta razonable, pues los mismos autores demostraron posteriormente que el valor de 0.0028 es muy dependiente de las suposiciones que se hicieron. Poco acertado sería también el valor de 1.86×10^{-4} que se obtendría haciendo solamente una primera aproximación sugerida por Bour [Bour, 1991]. Teniendo en cuenta el dato de birrefringencia global (intrínseca y de forma) más reciente, que corresponde a un valor de 0.00014 [van Blokland, 1986a], los resultados obtenidos son coherentes.

Puesto que otros estudios encuentran valores de 0.00015 y 0.0001 para 460 y 500 nm respectivamente [de Vries *et al.*, 1953; Naylor y Stanworth, 1954], se podría considerar la birrefringencia lineal para 633 nm como 1.21×10^{-4} , lo que indicaría que el incremento en la variación de camino óptico entre 633 y 785 nm es de un 30%. Con este dato, el retardo que introduciría la córnea en su parte central para 633 nm sería de 24.08° .

Van Blokland y Verhelst, en un rango entre 488 y 568 nm, encontraron una variación de un 15% en la fase [van Blokland y Verhelst, 1987]. Hacia longitudes de onda más largas, concretamente entre 633 y 785 nm, el retardo aumenta hasta un 60%. Esta variación podría explicar los datos obtenidos por dichos autores para luz de 647 nm que no incorporaron a sus resultados finales. Según ellos los errores relativos para esta longitud de onda, con respecto a los resultados obtenidos con otras longitudes medias y cortas eran demasiado grandes, entre 5 y 10 veces, lo que correspondía a variaciones de cerca de 20° en la esfera. Aunque realmente esos errores son demasiado altos, sí se puede decir que el cociente entre los retardos aumenta

considerablemente cuanto más lejos de la zona central del espectro visible se esté. Ellos lo atribuyeron a sus datos de despolarización alta para esta λ (60%) pero a la vista del razonamiento llevado a cabo, puede ser que esa no sea la única razón.

5.5.2.2 Efecto de la retina

Una vez conocida la contribución de la córnea al retardo total, se puede proceder a la compensación de ésta, de la matriz total de ojo en doble paso, M_{DP} . Esta matriz de Mueller es resultado del producto [Pelz *et al.*, 1996]:

$$M_{DP} = M_{córnea} \cdot M_{retina}^2 \cdot M_{córnea} \quad (5.6)$$

donde $M_{córnea}$ y M_{retina} son las matrices de Mueller asociadas a la córnea y la retina.

De esta forma, si inicialmente se obtiene M_{DP} y después se calcula $M_{córnea}$, invirtiendo ésta última se podrá extraer la matriz de Mueller de la retina para cada punto de la imagen. En la figura 5.20 se muestran los mapas de retardo y ángulo del eje lento para la retina del sujeto JB, medido con el ECP.

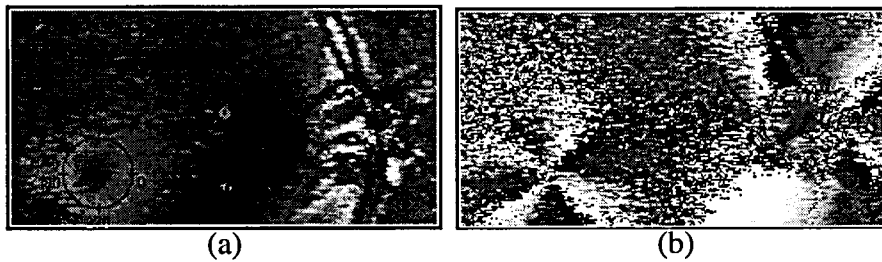


Figura 5.20: Mapas de retardo (a) y ángulo del eje lento (b) para la retina ($25^\circ \times 12.5^\circ$) del sujeto JB en un paso simple. Los datos se han calculado después de compensar el efecto de la birrefringencia corneal. Los niveles de gris en el mapa de retardo van del negro (0°) al blanco (25°). En el mapa del ángulo, el negro corresponde a -45° y el blanco a 45° .

Una vez conocida M_{retina}^2 , se calculan los parámetros de polarización. En un doble paso de la luz a través de un sistema, el eje del autovector de la estructura birrefringente se mantiene, pero el retardo introducido en un paso simple es la mitad.

Se ha escogido una zona de la parte central de la fovea de 2×2 pixels (aproximadamente 12×12 minutos de arco) en tres de las series de imágenes hechas con el ECP y se ha calculado la media de los valores de retardo correspondiente a esa zona en un paso simple, resultando un valor de $9.01^\circ \pm 0.48^\circ$. Teniendo en cuenta que para la córnea se han obtenido $14.9^\circ \pm 0.5^\circ$, la influencia de la córnea para una λ de 785 nm es un 65% mayor que la de la fovea en su parte central.

Del mapa de retardo también se deduce que para longitudes de onda en el rango del infrarrojo, el retardo a lo largo de un círculo alrededor de la fovea (zona parafoveal) es constante y el eje lento está orientado radialmente como ya se había deducido anteriormente para longitudes de onda correspondientes al rango del visible [Klein Brink y van Blokland, 1988]. En este caso particular, el retardo medio a lo largo del círculo de la figura 5.20a, de 4° de diámetro, es de 12.08° , es decir un 34% mayor que en el centro de la fovea. Esto viene a decir que en la zona parafoveal, el

espesor de la capa de fibras nerviosas es mayor que en el centro de la fovea, sin olvidar que allí hay una zona donde los fotorreceptores no tienen estructura nerviosa delante de ellos.

En la retina, las capas de fibras son transparentes y birrefringentes [Harosi, 1981] y las cruces maculares de polarización muestran que el retardo asociado se debe en gran parte a las capas de fibras nerviosas [Sommer *et al.*, 1984]. Los axones de los fotorreceptores que constituyen la capa de fibras de Henle, están dispuestos en forma de hélice. En dichas fibras el eje óptico está dirigido a lo largo ellas y representa el eje lento, con lo cual esta capa mostraría birrefringencia de forma positiva. En la mácula, las moléculas de pigmento podrían estar incorporadas parcialmente en la membranas de las fibras de Henle [Bone y Landrum, 1984], cuya disposición daría cuenta de la birrefringencia intrínseca. La birrefringencia Δn sería suma de las dos contribuciones, aunque la intrínseca, probablemente podría ser pequeña debido a la baja concentración de moléculas de pigmento orientadas en una dirección preferencial [klein Brink y van Blokland, 1988].

Puesto que las dimensiones de las fibras nerviosas de la retina son comparables con la longitud de onda, Hemenger [Hemenger, 1989] generalizó la expresión de la birrefringencia de forma (diferencia entre los índices extraordinario y ordinario, paralelo y perpendicular al eje respectivamente) dada anteriormente por Wiener (ver referencia en [Hemenger, 1989]), planteando la expresión:

$$(\Delta n)_\lambda = n_e - n_o = (n_e - n_o)_W \cdot C(k \cdot a) \quad (5.6)$$

donde $(n_e - n_o)_W$ es la expresión de Wiener; $C(k \cdot a)$ es un factor de corrección que se aproxima a la unidad cuando las longitudes de onda son grandes y a cero cuando son pequeñas; a es una constante denominada coeficiente de longitud de correlación ($0.18 \mu\text{m}$ en este caso) y k es el número de onda multiplicado por el índice de refracción medio. Tomando como índice medio \bar{n} el valor de 1.35 [Hemenger, 1989], la birrefringencia de forma en la capa de Henle para una longitud onda de 514 nm como $0.65 \cdot 10^{-3}$ [klein Brink y van Blokland, 1988] y teniendo en cuenta la figura 5.21 se puede construir la siguiente tabla:

λ (nm)	a/λ in	C	$(\Delta n)_\lambda$
514	0.47	0.44 ± 0.01	$0.65 \cdot 10^{-3} \pm 0.03 \cdot 10^{-3}$
633	0.31	0.49 ± 0.01	$0.72 \cdot 10^{-3} \pm 0.03 \cdot 10^{-3}$
785	0.39	0.58 ± 0.01	$0.86 \cdot 10^{-3} \pm 0.03 \cdot 10^{-3}$

Tabla 5.13: Cálculo de la birrefringencia de forma de la retina para tres longitudes de onda.

Conocida la birrefringencia de forma a 785 nm (tabla 5.13), el espesor de la capa birrefringente sería de $22.84 \mu\text{m}$ aproximadamente, con lo cual el retardo retiniano para 633 nm sería de 9.35° , lo que correspondería a $0.41^\circ/\mu\text{m}$. Teniendo en cuenta este dato, el retardo calculado para la córnea, sería casi un 60% mayor que el de la retina, para esta longitud de onda.

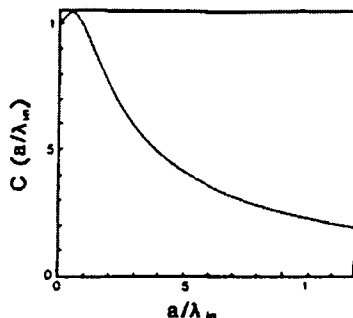


Figura 5.21: Dependencia del factor C con el cociente entre el coeficiente de longitud de correlación a , y la longitud de onda dentro del medio birrefringente, $\lambda_{in} = \lambda / \bar{n}$ [Hemenger, 1989].

Por otra parte, los segmentos externos de los conos exhiben birrefringencia de forma negativa debido a su estructura estratificada [Harosi, 1981], con un valor aproximado de -9.0×10^{-3} , pero no se conoce muy bien cómo el haz se guía a través de estos segmentos externos. Sin embargo, puesto que las proteínas del pigmento visual originan birrefringencia intrínseca positiva cuya dirección y orden de magnitud son las mismas que la de forma [Weale, 1971], se cree que el retardo que introducen es depreciable comparado con el debido a la capa de fibras nerviosas.

Por tanto y sin tener en cuenta la birrefringencia intrínseca del pigmento luteínico, la birrefringencia de forma, para la longitud de onda utilizada da lugar a un retardo coherente y comparable a los valores obtenidos por Klein Brink y van Blokland con longitudes de onda de 514 y 568 nm [Klein Brink y van Blokland, 1988]. Este retardo obtenido para la parte central de la fovea debe aumentar para zonas más alejadas, debido a que el espesor de la capa de fibras nerviosas va haciéndose mayor.

Capítulo 6

Conclusiones

Las aportaciones y conclusiones más relevantes de este trabajo han sido las siguientes:

1. Se ha desarrollado un polarímetro de imagen que utiliza retardadores variables de cristal líquido. En una primera fase, se construyó y puso a punto un sistema en transmisión. Posteriormente fue adaptado a un sistema de doble paso para estudiar la relación entre la calidad de imagen retiniana y el estado de polarización de la luz, y realizar estudios polarimétricos del ojo humano en vivo.

1.1. El polarímetro se ha calibrado con muestras conocidas, presentando una precisión similar a la de otros sistemas propuestos en la bibliografía.

2. Se ha obtenido la matriz de Mueller espacialmente resuelta del ojo en vivo, para distintos sujetos y condiciones experimentales.

3. Se ha medido la función de transferencia de modulación del ojo en función de los estados de polarización de entrada y salida. Las diferencias en la calidad de imagen estimada para combinaciones independientes de estados de polarización se deben principalmente a los cambios en el estado de polarización introducidos por el brazo analizador. Esto es independiente del tamaño de pupila utilizado y puede dar lugar a interpretaciones erróneas de los resultados de calidad de imagen, si se introducen en el sistema experimental elementos que modifiquen el estado de polarización de la luz de forma no controlada.

4. A partir de las matrices de Mueller espacialmente resueltas, se han reconstruido imágenes retinianas de doble paso para diferentes estados de polarización de entrada. Los vectores de Stokes de la luz de entrada que proporcionan la mejor y peor calidad de imagen son independientes del tamaño de pupila utilizado. La diferencia entre las funciones de transferencia para distintos estados

de polarización incidentes no son significativas, con lo cual la polarización de la luz de entrada no afecta, al menos en gran medida, a la estimación de la calidad de imagen en el método de doble paso.

5. Las matrices de Mueller espacialmente resueltas son además una herramienta potente para el análisis de los parámetros de polarización del ojo y la retina.

5.1. La parte central de las imágenes retinianas de doble paso de un punto presenta un grado de polarización del 80%, reduciéndose hasta un 25% en las zonas más externas de la imagen. Esto indica la parte de luz que ha sido guiada en los fotorreceptores y la que ha sufrido *scattering*.

5.2. El retardo asociado al ojo muestra que, aunque la magnitud depende de los sujetos, la birrefringencia es lineal y la orientación del eje lento en la zona central de la imagen es nasal-inferior.

5.3. Los datos de dicroísmo y diatenuación encontrados están asociados a la retina y son acordes con los que aparecen en la bibliografía.

5.4. El valor obtenido para la polarizancia indica que, cuando incide luz no polarizada en el ojo, la mayor parte de la luz que emerge tampoco lo está, aunque aparece una contribución de birrefringencia circular en la zona central de las imágenes.

5.5. La comparación de los resultados obtenidos con el polarímetro de imagen y con un elipsómetro de células Pockels desarrollado en la Universidad de Heidelberg, permite deducir la contribución de la córnea y la retina a la polarización.

Aparecen una serie de perspectivas y futuras aplicaciones tras el trabajo presentado en esta memoria. Una mejora en el sistema experimental consistiría en la incorporación de dos cristales líquidos en cada brazo para eliminar el uso de las láminas retardadoras y agilizar la toma de medidas. La extracción de la contribución de la córnea, el cristalino y la retina al retardo total de ojo mediante el análisis polarimétrico de las imágenes de Purkinje, aportaría información adicional. La extensión del estudio de los parámetros de polarización a un mayor número de sujetos con diferentes edades, podría utilizarse como referencia en futuros desarrollos de sistemas de detección precoz de patologías retinianas mediante sistemas polarimétricos. Por otra parte, sería también interesante el análisis de los posibles cambios en las aberraciones para distintas combinaciones de estados de polarización y el estudio de los parámetros de polarización a partir de imágenes de doble paso correspondientes a diferentes estados acomodativos.

Apéndice A

Análisis de las matrices de Mueller y obtención de los parámetros de polarización

Una vez obtenida la matriz comienza la tarea de obtener información a partir de ella, con el objeto de conocer los diferentes parámetros de polarización que caracterizan la muestra bajo estudio: grado de polarización, retardo, acimut, elipticidad y coeficientes de transmisión o diatenuación.

En este apéndice se presenta un resumen de las técnicas de análisis de las matrices de Mueller. Se ha dividido en dos bloques: el primero trata los medios que no despolarizan y el segundo los que presentan efectos de despolarización. Se han cambiado las notaciones de los ángulos y elementos de la matriz que normalmente se utilizan, para acomodarlas a las que se vienen usando en este trabajo.

A.1 Medios que no despolarizan la luz

Dada una matriz experimental M , primeramente se ha de conocer si la matriz representa un medio que despolariza la luz o no. Aunque hay varias forma de hacerlo, una de las más sencillas y rápidas es calcular la siguiente norma semi-definida positiva [Gil y Bernabeu, 1985]:

$$\Gamma(M) = \sqrt{\text{Tr}(M^T \cdot M)} = \left(\sum_{i,j=0}^3 m_{ij}^2 \right)^{1/2} = 2m_{00} \quad (\text{A.1})$$

Esta es la condición necesaria y suficiente para que una matriz de Mueller represente un medio que no despolariza la luz. Cuando $\Gamma(M) < 2m_{00}$, en el sistema habrá presentes efectos de

despolarización y se usará lo expuesto en el apartado A.2; en caso contrario, no existirá despolarización y podrán distinguir tres casos [Gil, 1983]. El grado de polarización se puede calcular utilizando la ecuación (2.25).

$$\text{Caso 1} \quad (m_{01}^2 + m_{02}^2 + m_{03}^2)^{1/2} = 0$$

Esta condición indica la existencia de una estructura claramente birrefringente. Para la obtención de sus parámetros de polarización, se utilizan fundamentalmente tres métodos.

1a) En este caso, la cantidad $q^2 = m_{01}^2 + m_{02}^2 + m_{03}^2$ es nula y por ello, tanto los elementos de la primera fila como los de la primera columna son nulos, salvo el m_{00} . La matriz corresponderá a un retardador elíptico [Fano, 1953] con una matriz específica que depende de los parámetros α , ω y δ que son respectivamente, el acimut del eje rápido (semiángulo en el Ecuador de la esfera de Poincaré), su elipticidad y el desfase que introduce. Dada la matriz de Mueller del sistema, los parámetros se obtienen como:

$$\begin{aligned} \cos^2\left(\frac{\delta}{2}\right) &= \frac{1}{4} \cdot \text{traza}(M) = \frac{1}{4} \cdot (m_{00} + m_{11} + m_{22} + m_{33}) \\ \text{sen}(2\omega) &= \frac{m_{12} - m_{21}}{2 \cdot \text{sen}(\delta)} \\ \text{sen}(2\alpha) &= \frac{m_{31} - m_{13}}{2 \cdot \cos(2\omega) \cdot \text{sen}(\delta)} \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Si ω es nulo, el autovector yace en el plano del Ecuador de la esfera y la matriz corresponde a un retardador lineal.

1b) El efecto de un retardador es un giro de ángulo δ en sentido dextrógiro, del vector de Stokes de entrada en torno al eje rápido del retardador (apartado 2.1.1). De esta forma, cuando se sabe que el medio es altamente birrefringente y debido a posibles inconsistencias en la determinación experimental de la matriz M , se suele utilizar ésta para calcular la transformación de 6 estados de polarización equidistantes en la esfera de Poincaré [van Blokland, 1985]. Cuatro de estos estados están polarizados linealmente a -45° , 0° , 45° y 90° y los otros dos representan luz circular dextrógira y levógira. El autovector de la matriz se obtendrá como sigue: cuando la imagen de un punto se obtiene como la rotación de éste en torno a un eje, entonces este eje de rotación debe yacer en un plano localizado a mitad de camino y perpendicular a la línea que une cada punto con su imagen. Cada uno de los tres pares de vectores de Stokes complementarios y sus imágenes forman un plano. El autovector debe ser igual a la intersección de esos planos. Debido a que el ruido de las medidas experimentales puede hacer variar la posición de esos planos, especialmente cuando el autovector está cerca del vector de Stokes, se suele utilizar un ajuste por mínimos cuadrados para obtener el autovector que mejor se ajusta a los datos experimentales. Tras esto, se gira el sistema de coordenadas original hasta que el eje polar coincida con el autovector. El cálculo de la rotación media de los 6 vectores originales en torno a este nuevo eje polar proporciona el retardo introducido.

1c) Para calcular la orientación del autovector se pueden aplicar a la matriz de Mueller experimental un conjunto de vectores de Stokes elegidos arbitrariamente en la esfera [Fendrich, 1991; Dreher *et al.*, 1992]. Los nuevos vectores resultantes se normalizan. Se define un plano que pasa por el origen y es normal al vector que une cada par de vectores de Stokes. Este experimento se repite para un número determinado de vectores igualmente espaciados en la esfera. La línea común de intersección de todos los planos proporciona el autovector de la matriz. Seguidamente, se multiplica la matriz por otro conjunto de vectores igualmente espaciados y normales al autovector, de lo cual se obtienen nuevos vectores. El ángulo entre cada pareja de vectores representa el retardo introducido por la estructura birrefringente. La media de los todos los ángulos se toma como valor de retardo.

Caso 2 $0 < (m_{01}^2 + m_{02}^2 + m_{03}^2)^{1/2} \leq m_{00}$ y $M=M^T$

En este caso, la matriz representa un medio que actúa como un polarizador parcial. Todo polarizador parcial (total) es ópticamente equivalente a un sistema formado por un polarizador parcial (total) situado entre dos retardadores lineales iguales cuyos ejes son perpendiculares [Whitney, 1971]. Según este teorema, se podrán obtener los parámetros p_1 y p_2 (coeficientes de transmisión en amplitud), θ (ángulo del eje de mayor transmitancia del polarizador equivalente) y α (ángulo del eje rápido del retardador equivalente) que estarán dados por:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg}\left(\frac{\alpha}{2}\right) &= \frac{m_{30}}{m_{20}} = \frac{m_{03}}{m_{02}} = \frac{m_{13}}{m_{12}} = \frac{m_{31}}{m_{21}} \\ \operatorname{tg}(2\theta) &= \frac{m_{20}}{m_{10}} \cdot \cos\left(\frac{\alpha}{2}\right) = -\frac{m_{30}}{m_{10}} \cdot \operatorname{sen}\left(\frac{\alpha}{2}\right) \\ p_1^2 &= m_{00} + \frac{m_{10}}{\cos(2\theta)} \\ p_2^2 &= m_{00} - \frac{m_{10}}{\cos(2\theta)} \end{aligned} \tag{A.3}$$

Caso 3 $0 < (m_{01}^2 + m_{02}^2 + m_{03}^2)^{1/2} \leq m_{00}$ y $M \neq M^T$

La matriz corresponde a un medio que tiene, tanto polarización parcial como propiedades de retardo. En este caso podemos tener en cuenta el teorema de descomposición polar para medios que no despolarizan [Gil y Bernabeu, 1987]. Este teorema dice que un medio compuesto por un número cualquiera de retardadores (lineales, circulares o elípticos) y polarizadores parciales (lineales, circulares o elípticos) es ópticamente equivalente a un sistema formado por un retardador elíptico y un polarizador parcial elíptico. Dicho de otra forma, si M es la matriz de un medio que no despolariza, existe un polarizador y un retardador, elípticos en el caso más general, que verifican que:

$$M = M_P \cdot M_R \quad \text{o} \quad M = M'_R \cdot M'_P \tag{A.4}$$

donde M_P y M'_P representan matrices de Mueller de polarizadores y M_R y M'_R las de retardadores, que se escriben como [Kliger *et al.*, 1990]:

$$M_p^\theta(p_1, p_2, \delta) = \begin{pmatrix} q_1 & q_2 C_\theta & q_2 S_\theta C_\delta & q_2 S_\theta S_\delta \\ q_2 C_\theta & q_1 C_\theta^2 + q_3 S_\theta^2 & S_\theta C_\theta C_\delta (q_1 - q_3) & S_\theta C_\theta S_\delta (q_1 - q_3) \\ q_2 S_\theta C_\delta & S_\theta C_\theta C_\delta (q_1 - q_3) & C_\delta^2 (q_1 S_\theta^2 + q_3 C_\theta^2) + q_3 S_\delta^2 & C_\delta S_\delta (q_1 S_\theta^2 + q_3 C_\theta^2 - q_3) \\ q_2 S_\theta S_\delta & S_\theta C_\theta S_\delta (q_1 - q_3) & C_\delta S_\delta (q_1 S_\theta^2 + q_3 C_\theta^2 - q_3) & S_\delta^2 (q_1 S_\theta^2 + q_3 C_\theta^2) + q_3 C_\delta^2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.5})$$

donde:

$$\begin{aligned} q_1 &= \frac{1}{2} \cdot (p_1^2 + p_2^2) & S_\theta &= \text{sen}(2\theta) \\ q_2 &= \frac{1}{2} \cdot (p_1^2 - p_2^2) & C_\theta &= \text{cos}(2\theta) \\ q_3 &= p_1 \cdot p_2 & S_\delta &= \text{sen}\left(\frac{\delta}{2}\right) \\ & & C_\delta &= \text{cos}\left(\frac{\delta}{2}\right) \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

con p_1 , p_2 , θ y δ representan respectivamente los coeficientes de transmisión en amplitud, el ángulo del eje de mayor transmitancia del polarizador equivalente con el eje de referencia y la elipticidad de sus autoestados;

y

$$M_\Delta^\alpha(\omega) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & D^2 - E^2 - F^2 + G^2 & 2(DE + FG) & -2(DF + EG) \\ 0 & 2(DE - FG) & -D^2 + E^2 - F^2 + G^2 & 2(DG - EF) \\ 0 & -2(DF - EG) & -2(DG + EF) & -D^2 - E^2 + F^2 + G^2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.7})$$

con:

$$\begin{aligned} D &= \text{cos}(2\omega) \cdot \text{cos}(2\alpha) \cdot \text{sen}\left(\frac{\Delta}{2}\right) & E &= \text{cos}(2\omega) \cdot \text{sen}(2\alpha) \cdot \text{sen}\left(\frac{\Delta}{2}\right) \\ F &= \text{sen}(2\omega) \cdot \text{sen}\left(\frac{\Delta}{2}\right) & G &= \text{cos}\left(\frac{\Delta}{2}\right) \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

donde ω y α son respectivamente la elipticidad y el acimut del autovector del retardador y Δ el retardo de éste (apartado 2.1.1).

>>Caso 3.1: En la primera descomposición ($M = M_P \cdot M_R$), el polarizador elíptico equivalente tiene asociados los parámetros:

$$\begin{aligned} \text{tg}\left(\frac{\delta}{2}\right) &= \frac{m_{30}}{m_{20}} = \frac{m_{03}}{m_{02}} = \frac{m_{13}}{m_{12}} = \frac{m_{31}}{m_{21}} \\ \text{tg}(2\theta) &= \frac{(m_{02}^2 + m_{03}^2)^{1/2}}{m_{01}} \\ p_1^2 &= m_{00} + q \\ p_2^2 &= m_{00} - q \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

donde $q^2 = m_{01}^2 + m_{02}^2 + m_{03}^2 = m_{10}^2 + m_{20}^2 + m_{30}^2$

En cuanto al retardador equivalente, podemos distinguir dos casos dependiendo del valor del determinante de la matriz total.

3.1a) $\det(M) \neq 0$. Puesto que $\det(M_R) = 1$, entonces $\det(M_P) = \det(M) \neq 0$. Debido a esto se puede calcular la matriz inversa de M_P :

$$\left(M_P^\theta(p_1, p_2, \delta)\right)^{-1} = M_P^\theta\left(\frac{1}{p_1}, \frac{1}{p_2}, \delta\right) \quad (\text{A.10})$$

De esta forma la matriz del retardador equivalente será:

$$M_R \equiv M_\Delta^\alpha(\omega) = M_P^\theta\left(\frac{1}{p_1}, \frac{1}{p_2}, \delta\right) \cdot M \quad (\text{A.11})$$

Calculada M_R , y llamando r_{ij} (con $i, j = 0, 1, 2, 3$) a sus elementos, sus parámetros se pueden expresar como:

$$\begin{aligned} \cos^2\left(\frac{\Delta}{2}\right) &= \frac{1}{4} \text{traza}(M_R) = \frac{1}{4}(r_{00} + r_{11} + r_{22} + r_{33}) \\ \text{sen}(2\omega) &= \frac{r_{12} - r_{21}}{2 \cdot \text{sen}(\Delta)} \\ \text{sen}(2\alpha) &= \frac{r_{31} - r_{13}}{2 \cdot \cos(2\omega) \cdot \text{sen}(\Delta)} \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

3.1b) $\det(M) = 0$. En este caso, la matriz M_R que satisface el teorema de descomposición polar no es única. Por simplicidad, se puede suponer que ésta corresponde a un retardador lineal ($\omega = 0$). Además, teniendo en cuenta esto, se verifica que $\det(M) = \det(M_P) = p_1 \cdot p_2 = 0$, de lo cual se deduce que el polarizador equivalente es total, es decir, $p_2 = 0$ y por tanto:

$$M = M_P^\theta(p_1, \delta) \cdot M_\Delta^\alpha \quad (\text{A.13})$$

De esta forma, poniendo explícitamente los elementos de la matriz M y usando relaciones trigonométricas, se llega a un acimut del retardador dado por:

$$\text{tg}(2\alpha) = \frac{m_{10} - m_{01}}{m_{02} - m_{20}} \quad (\text{A.14})$$

y a dos soluciones para el retardo:

$$\begin{aligned} \text{tg}(\Delta_1) &= \frac{b \cdot m_{03} - a \cdot m_{30}}{b^2 - m_{03}^2} \\ \text{tg}(\Delta_2) &= \frac{b \cdot m_{30} + a \cdot m_{03}}{m_{03}^2 - b^2} \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

donde:

$$\begin{aligned} a &= m_{01} \cdot \text{sen}(2\alpha) - m_{02} \cdot \cos(2\alpha) \\ b &= m_{10} \cdot \text{sen}(2\alpha) - m_{20} \cdot \cos(2\alpha) \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

>>**Caso 3.2:** En la segunda descomposición se tiene:

$$M = M_\Delta^{\alpha'}(\omega) \cdot M_P^{\theta'}(p_1', p_2', \delta') \quad (\text{A.17})$$

De forma análoga al caso 3.1, para el polarizador equivalente se tendrá:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg}\left(\frac{\delta'}{2}\right) &= \operatorname{tg}\left(\frac{\delta}{2}\right) \\ \operatorname{tg}(2\theta') &= \frac{(m_{20}^2 + m_{30}^2)^{1/2}}{m_{10}} \\ \dot{p}_1 &= p_1 \\ \dot{p}_2 &= p_1 \end{aligned} \quad (\text{A.18})$$

donde se aprecia que todos los parámetros coinciden con la otra descomposición excepto el acimut del polarizador, θ' .

Ahora también, según el valor del determinante de M , se distinguen dos casos.

3.2a) Cuando $\det(M) \neq 0$, se puede poner:

$$M_{\Delta'}^{\alpha'}(\omega') = M \cdot \left(M_P^{\theta'}(p_1, p_2, \delta) \right)^{-1} = M \cdot M_P^{\theta'}\left(\frac{1}{p_1}, \frac{1}{p_2}, \delta\right) \quad (\text{A.19})$$

y los parámetros para este caso son:

$$\begin{aligned} \cos^2\left(\frac{\Delta'}{2}\right) &= \frac{1}{4} \operatorname{traza}(M_R) = \frac{1}{4}(r_{00}' + r_{11}' + r_{22}' + r_{33}') \\ \operatorname{sen}(2\omega') &= \frac{r_{12}' - r_{21}'}{2 \cdot \operatorname{sen}(\Delta')} \\ \operatorname{sen}(2\alpha') &= \frac{r_{31}' - r_{13}'}{2 \cdot \cos(2\omega') \cdot \operatorname{sen}(\Delta')} \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

3.2b) Y cuando $\det(M)=0$, el retardador equivalente es lineal y se tendrá:

$$M = M_{\Delta'}^{\alpha'} \cdot M_P^{\theta'}(p_1, \delta) \quad (\text{A.21})$$

Operando igual que antes se llega a:

$$\operatorname{tg}(2\alpha') = \operatorname{tg}(2\alpha) \quad (\text{A.22})$$

y los dos valores para el retardo del retardador equivalente serán:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg}(\Delta_1) &= \frac{b \cdot m_{30} - a \cdot m_{03}}{b^2 - m_{03}^2} \\ \operatorname{tg}(\Delta_2) &= \frac{b \cdot m_{30} + a \cdot m_{03}}{b^2 - m_{03}^2} \end{aligned} \quad (\text{A.23})$$

donde $\alpha' = \alpha$, $\Delta_1' = \Delta_1$ y $\Delta_2' = \pi - \Delta_2$.

Dicho de otra forma, si M es la matriz de un medio que no despolariza, existe un diatenuador M_D y un retardador M_R que verifican que [Lu y Chipman, 1994]:

$$M = M_R \cdot M_D \quad (\text{A.24})$$

donde M_D y M_R describen respectivamente las propiedades de diatenuación y retardo asociadas a la matriz M . Por tanto, el teorema de descomposición polar dice que cualquier sistema que no despolarice la luz incidente totalmente polarizada se puede descomponer en una cascada formada por diatenuadores y retardadores.

En este teorema, y atendiendo a la naturaleza del sistema óptico considerado los autores también distinguen dos casos. Uno de ellos es aquel en el cual el medio contiene un polarizador (o analizador) total, es decir, la matriz de Mueller asociada al diatenuador es singular. En este caso, hay infinitas M_R que verifican la última ecuación, aunque la matriz se escoge de tal forma que el retardo que introduzca sea el mínimo posible [Lu and Chipman, 1996]. En el caso contrario, el sistema equivalente es único.

A.2 Medios que despolarizan la luz

Basándose en el teorema de descomposición polar para medios que no despolarizan, han sido varios los autores que han estudiado la descomposición de una matriz asociada a un medio (bien de Mueller, bien de Jones) en otras más elementales. Cloude, y Anderson y Barakat mostraron que cualquier matriz de Mueller se puede expresar como la suma de cuatro matrices de Mueller que no despolarizan [Cloude, 1986; Anderson y Barakat, 1994]. Gil y Bernabeu aplicaron el teorema de descomposición polar a medios que no despolarizan [Gil y Bernabeu, 1987]. Xing dedujo que cualquier matriz de Mueller se puede expresar como un producto de tres matrices [Xing, 1992]: una matriz de Mueller diagonal entre dos que no despolarizan, conclusión a la que también llegaron Sridhar y Simon [Sridhar y Simon, 1994]. Lu y Chipman primero extendieron el trabajo realizado por Gil y Bernabeu a medios inhomogéneos [Lu y Chipman, 1994] y posteriormente lo generalizaron a medios que pueden despolarizar la luz que incide sobre ellos [Lu y Chipman, 1996].

Este teorema de descomposición polar generalizado dice que cualquier matriz de Mueller se puede descomponer en tres factores: un diatenuador, seguido por un retardador y un despolarizador. Esta descomposición está definida de manera única excepto para matrices singulares como es el caso de polarizadores y analizadores. De forma matricial se puede poner:

$$M = M_{\Delta} \cdot M_R \cdot M_D \quad (\text{A.25})$$

Las matrices de la expresión son generales, de forma que M_{Δ} sería la matriz de Mueller diagonal asociada a un despolarizador puro donde el retardo y la diatenuación son nulos. Ha de tenerse en cuenta que cuando existe despolarización, la magnitud Δ no está referida al retardo, sino que es equivalente al índice de despolarización P_D definido en el apartado 2.1.2.4.

En el caso del diatenuador, la matriz general queda:

$$M_D = T_u \cdot \begin{pmatrix} 1 & d_1 & d_2 & d_3 \\ d_1 & & & \\ d_2 & & m_D & \\ d_3 & & & \end{pmatrix} \quad \text{con} \quad m_D = \sqrt{1-D^2} \cdot I + \left(1 - \sqrt{1-D^2}\right) \bar{u}_D \cdot \bar{u}_D^T \quad (\text{A.26})$$

en la cual T_u es la transmitancia del sistema para luz no polarizada, (d_1, d_2, d_3) son las diatenuaciones horizontal, lineal a 45° y circular respectivamente, I es la matriz identidad 3x3 y \bar{u}_D es el vector unitario en la dirección del vector diatenuación \bar{D} , definido como:

$$\bar{D} = \begin{pmatrix} d_1 \\ d_2 \\ d_3 \end{pmatrix} = \frac{1}{m_{00}} \begin{pmatrix} m_{01} \\ m_{02} \\ m_{03} \end{pmatrix} \quad (\text{A.30})$$

cuyo módulo es el valor de la diatenuación (apartado 2.1.2.2).

Por su parte el retardador equivalente tiene asociada la matriz:

$$M_R = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & & & \\ 0 & & m_R & \\ 0 & & & \end{pmatrix} \quad (\text{A.27})$$

con:

$$(m_R)_{ij} = \delta_{ij} \cdot \cos \delta + a_i \cdot a_j \cdot (1 - \cos \delta) + \sum_{k=1}^3 \epsilon_{ijk} \cdot a_k \cdot \sin \delta \quad (\text{A.28})$$

donde δ es el retardo introducido, δ_{ij} es la delta de Kronecker, ϵ_{ijk} el símbolo de permutación de Levi-Civita y (a_1, a_2, a_3) son las coordenadas en la esfera de Poincaré del extremo del eje rápido del retardador.

La submatriz 3x3 m_R , es una rotación en el espacio de tres dimensiones. O sea, conocido el retardo y la posición del eje rápido de un retardador, se puede construir su matriz de Mueller. La operación inversa también es posible, es decir, conocida la matriz, obtener el retardo y las coordenadas del eje rápido como:

$$\delta = a \cos \left(\frac{\text{traza}(M_R) - 1}{2} \right) \quad a_i = \frac{1}{2 \cdot \sin \delta} \cdot \sum_{j,k=1}^3 \epsilon_{ijk} \cdot (m_R)_{jk} \quad (\text{A.29})$$

Se construye M_D y con ésta se deduce la matriz M' , que sólo contiene información sobre el retardo y la despolarización:

$$M' = M \cdot (M_D)^{-1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ p_{\Delta 1} & & & \\ p_{\Delta 2} & & m_{\Delta} & \\ p_{\Delta 3} & & & \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & & & \\ 0 & & m_R & \\ 0 & & & \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ p_{\Delta 1} & & & \\ p_{\Delta 2} & & m_{\Delta} \cdot m_R & \\ p_{\Delta 3} & & & \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ p_{\Delta 1} & & & \\ p_{\Delta 2} & & m' & \\ p_{\Delta 3} & & & \end{pmatrix} \quad (\text{A.31})$$

donde los $p_{\Delta i}$ son los elementos del vector definido como:

$$\bar{P}_\Delta = \frac{\bar{P} - m \cdot \bar{D}}{1 - D^2} \quad (\text{A.32})$$

con el vector polarizancia \bar{P} (apartado 2.1.2.5):

$$\bar{P} = \begin{pmatrix} P_1 \\ P_2 \\ P_3 \end{pmatrix} = \frac{1}{m_{00}} \begin{pmatrix} m_{10} \\ m_{20} \\ m_{30} \end{pmatrix} \quad (\text{A.33})$$

Si λ_1, λ_2 y λ_3 son los autovalores de la matriz 3x3 resultado de $m' \cdot (m')^T$, entonces la matriz m_Δ tiene como autovalores sus raíces cuadradas y se puede poner:

$$m_\Delta = \pm \left[m' \cdot (m')^T + \left(\sqrt{\lambda_1 \cdot \lambda_2} + \sqrt{\lambda_2 \cdot \lambda_3} + \sqrt{\lambda_3 \cdot \lambda_1} \right) \cdot I \right]^{-1} \cdot \left[\left(\sqrt{\lambda_1} + \sqrt{\lambda_2} + \sqrt{\lambda_3} \right) \cdot m' \cdot (m')^T + \sqrt{\lambda_1 \cdot \lambda_2 \cdot \lambda_3} \cdot I \right] \quad (\text{A.34})$$

Si el determinante de m' es negativo se aplica el signo negativo y en caso contrario, se aplicaría el signo positivo. Con todo esto, se puede construir la matriz M_Δ . Así, la matriz del retardador equivalente se obtendría por medio de:

$$M_R = (M_\Delta)^{-1} \cdot M' \quad (\text{A.35})$$

Si m' fuese singular, también lo serían m_Δ y M_Δ y la ecuación (A.34) no se podría aplicar. En este caso, como se dijo al final del apartado A.1, M_R existiría aunque no sería única, caso en el cual se escogería una matriz con retardo mínimo posible (ver [Lu and Chipman, 1996] para más información).

Conocida la parte correspondiente a la diatenuación y al retardo, la despolarización Δ estaría dada por:

$$\Delta = 1 - \frac{|\text{tr}(m_\Delta)|}{3} = 1 - \frac{|\text{tr}(M_\Delta) - 1|}{3} \quad (\text{A.36})$$

de tal forma que $0 \leq \Delta \leq 1$.

Apéndice B

Elipsómetro de células Pockels

En este apéndice se describe el elipsómetro que utiliza dos pares de células Pockels [Pelz *et al.*, 1996]. El sistema experimental ha sido construido en el Institut für Angewandte Physik de la Universidad de Heidelberg (Alemania). Está orientado a la medida del retardo introducido por los elementos birrefringentes de la retina humana y más concretamente, de la cabeza del nervio óptico.

En la figura B.1 se muestra un esquema del sistema experimental. El sistema se basa en el principio de imagen confocal. Como fuente de luz utiliza un diodo láser infrarrojo (LD) que emite un haz colimado de 785 nm y cuyo diámetro queda limitado a 1.5 mm por medio de un diafragma (PH1). La unidad generadora de estados de polarización está formada por un polarizador lineal (Pol1) y dos células Pockels (PZ1 y PZ2). El haz entra en la unidad o sistema de barrido (*scanner* y dobles acromáticos A1 y A2) habiendo pasado previamente por un divisor de haz (S1), cuya transmitancia es del 9%. El haz entra en el ojo del observador (no mostrado en la figura) atravesando la córnea por su parte central, se focaliza en la retina y barre el área de interés. La luz que sale del ojo después de haber realizado un doble paso, se refleja en los divisores de haz (S1 y S2) y entra en el brazo analizador. Este brazo está constituido por otro par de células Pockels (PZ3 y PZ4), otro polarizador lineal (Pol2) paralelo al primero, una lente convergente (L1), un *pinhole* de 100 μm (PH2) y un fotodetector de avalancha (APD). La señal obtenida se mejora mediante un preamplificador y seguidamente se digitaliza. El retardo y el acimut se calculan y visualizan en el monitor de un PC, proceso que tarda aproximadamente 4 minutos.

El sistema utiliza un par de células Pockels en cada paso, pues una sólo no es capaz de generar cuatro estados independientes (apartado 3.1). De esta forma, orientando sus ejes rápidos a 45° y 22.5°, respectivamente y aplicando el voltaje apropiado para que la primera actúe como una $\lambda/4$ y la segunda como una $\lambda/2$, se generan los cuatro estados independientes que se muestran en la tabla B.1.

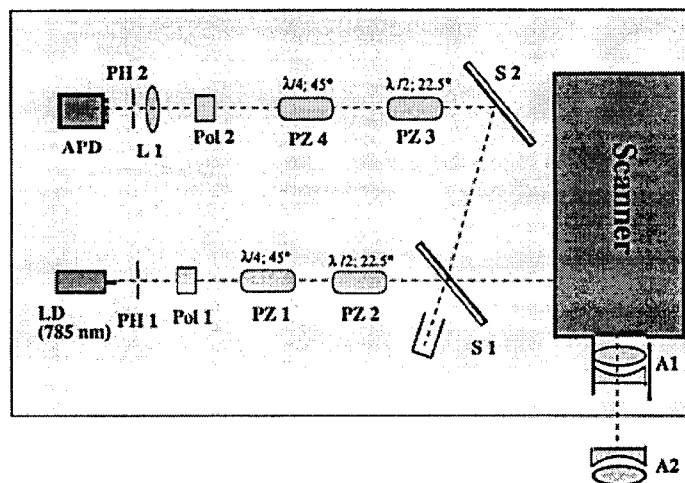


Figura B.1: Esquema del elipsómetro de células Pockels [Türpitz, 1997]. LD, diodo infrarrojo; PH1 y PH2, diafragmas; Pol1 y Pol2 polarizadores lineales; PZ1, PZ2, PZ3 y PZ4, células Pockels; A1 y A2, dobletes acromáticos; S1 y S2, divisores de haz; L1, lente convergente; APD, detector de avalancha.

Para la unidad analizadora la disposición es simétrica. Con cuatro estados independientes en cada uno de los brazos, se tendrán 16 combinaciones PSG-PSA, con lo que se podrá obtener la matriz de Mueller de la muestra.

PZ1 ($\lambda/4, 45^\circ$)	PZ2 ($\lambda/2, 22.5^\circ$)	Estado generado $S_{PSG}^{(i)}$
0	0	lineal horizontal
0	1	lineal a 45°
1	0	circular dextrógira
1	1	circular levógira

Tabla B.1: Tabla que muestra los cuatro estados independientes que salen del PSG. El estado 0 implica que a la célula no se le aplica ningún voltaje (célula *off*), por lo que no tiene ningún efecto. El 1 significa que la célula tiene aplicado un voltaje (célula *on*), tal que el retardo que introduce es el que aparece entre paréntesis, es decir $\pi/2$ para PZ1 y π para PZ2.

Con esta configuración, los cuatro vectores de Stokes $S_D^{(j)}$ ($j=1, 2, 3, 4$) que emergen de la unidad analizadora y llegan al detector para cada $S_{PSG}^{(i)}$ son:

$$\begin{aligned}
 S_D^{(1)} &= \left(\frac{S'_0 + S'_1}{2}, \frac{S'_0 + S'_1}{2}, 0, 0 \right) & S_D^{(2)} &= \left(\frac{S'_0 - S'_2}{2}, \frac{S'_0 - S'_2}{2}, 0, 0 \right) \\
 S_D^{(3)} &= \left(\frac{S'_0 + S'_3}{2}, \frac{S'_0 + S'_3}{2}, 0, 0 \right) & S_D^{(4)} &= \left(\frac{S'_0 + S'_2}{2}, \frac{S'_0 + S'_2}{2}, 0, 0 \right)
 \end{aligned}
 \tag{B.1}$$

donde S'_i ($i=1, 2, 3, 4$) son las componentes de cada uno de los cuatro vectores de Stokes S' , a la salida del ojo y antes de entrar en la unidad analizadora. Dichos elementos se pueden calcular como:

$$\begin{aligned}
 S'_0 &= I_{0,\lambda/4} + I_{\lambda/2,\lambda/4} \\
 S'_1 &= 2 \cdot I_{0,0} - S'_0 \\
 S'_2 &= 2 \cdot I_{\lambda/2,0} - S'_0 \\
 S'_3 &= -I_{0,\lambda/4} + I_{\lambda/2,\lambda/4}
 \end{aligned}
 \tag{B.2}$$

donde los subíndices especifican los retardos introducidos por cada una de la células Pockels del brazo analizador. Es decir, $I_{\lambda/2,\lambda/4}$ por ejemplo, representa la intensidad registrada por el detector cuando PZ3 actúa como una lámina $\lambda/2$ y PZ4 como una $\lambda/4$.

El calibrado independiente de las células Pockels que da la relación entre el voltaje externo aplicado y el retardo que introducen, se lleva a cabo colocando cada una de ellas entre dos polarizadores cruzados. Tras ello y para verificar la calidad del sistema experimental, se calculan las matrices de Mueller de elementos de polarización con parámetros conocidos, como es el caso de láminas retardadoras y polarizadores lineales. Dichos tests se sitúan entre el divisor de haz S1 y el *scanner*, introduciendo un espejo delante de éste último como indica la figura B.2.

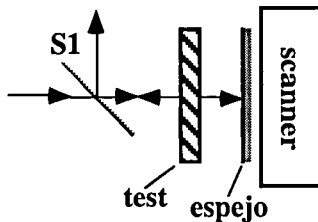


Figura B.2: Calibrado de un elemento de polarización con el elipsómetro de células Pockels.

Antes de realizar medidas en el ojo del observador, se calcula la matriz de Mueller del *scanner*, de forma semejante al calibrado del divisor de haz en el polarímetro con RVCLs. Para ello se coloca un espejo en el lugar que ocupa el ojo, es decir, detrás del doblete A2. La matriz de Mueller obtenida se suprimirá de las medidas tomadas para la muestra bajo estudio.

Para fijar la cabeza del observador se utiliza una mentonera. Además se usa un LED visible para que éste dirija su mirada en la dirección que le marque el experimentador. El haz atraviesa la córnea del sujeto por la misma zona, tanto a la entrada como a la salida. Para eliminar los posibles efectos del movimiento ocular y asegurar que todos los valores medidos para un punto imagen representan un sólo punto de la retina, se toman 4 valores de cada uno de ellos. La adquisición de una serie completa de imágenes tarda 6 segundos y los voltajes utilizados para controlar las células Pockels llegan hasta 150 V.

Con este sistema se puede eliminar el efecto de la birrefringencia corneal usando dos métodos. Uno de ellos bajo software, es decir, utilizando las imágenes tomadas del fondo y examinando la zona donde la reflexión de la luz sería básicamente especular (vasos sanguíneos por ejemplo). En la otra es necesario modificar la óptica del *scanner* para poder tomar imágenes de la primera cara del cristalino y así calcular solamente la matriz de Mueller de la córnea en un doble paso.

La unidad de barrido permite examinar un área en la retina de $25^\circ \times 12.5^\circ$ con una resolución de 256×128 pixels, con lo cual cada pixel de la imagen subtiende 5.51 minutos de arco.

Bibliografía

- [Alpern y Campbell, 1962] Alpern, M. and Campbell, F. W. (1962). The spectral sensitivity of the consensual light reflex. J. Physiol., 164, 478-507.
- [Ambirajan y Look, 1995] Ambirajan, A. and Look, D. C. (1995). Optimum angles for a polarimeter: part 1. Opt. Eng., 34, 1651-1655.
- [Anderson, 1992] Anderson, D. G. (1992). Measurement of Mueller matrices. Appl. Opt., 31, 11-13.
- [Anderson y Barakat, 1994] Anderson, D. G. and Barakat, R. (1994). Necessary and sufficient conditions for a Mueller matrix to be derivable from a Jones matrix. J. Opt. Soc. Am. A, 11, 2305-2319.
- [ANSI Z136.1, 1993] ANSI Z136.1. (1993). American National Standard for the Safe of Lasers.
- [Artal *et al.*, 1993] Artal, P., Ferro, M., Miranda, I. y Navarro, R. (1993). Effects of aging in retinal image quality. J. Opt. Soc. Am. A, 10, 1656-1662.
- [Artal *et al.*, 1995a] Artal, P., Iglesias, I., López-Gil, N. y Green, D. G. (1995). Double-pass measurements of the retinal image quality with unequal entrance and exit pupil sizes and the reversibility of the eye's optical system. J. Opt. Soc. Am. A, 12, 2358-2366.
- [Artal *et al.*, 1995b] Artal, P., Marcos, S., Navarro, R., Miranda, I. y Ferro, M. (1995). Through focus image quality of eyes implanted with monofocal and multifocal intraocular lenses. Opt. Eng., 34, 772-779.
- [Artal y Navarro, 1989] Artal, P. y Navarro, R. (1989). High-resolution imaging of the living human fovea: measurement of the intercenter cone distance by speckle interferometry. Opt. Lett., 14, 1098-1100.
- [Artal y Navarro, 1992] Artal, P. y Navarro, R. (1992). Simultaneous measurement of two-point-spread functions at different locations across the human fovea. Appl. Opt., 31, 3646-3656.
- [Artal y Navarro, 1994] Artal, P. y Navarro, R. (1994). Monochromatic modulation transfer function of the human eye for different pupil diameters: an analytical expression. J. Opt. Soc. Am. A, 11, 245-249.
- [Aspnes y Studna, 1975] Aspnes, D. E. and Studna, A. A. (1975). High precision scanning ellipsometer. Appl. Opt., 14, 220-228.
- [Azzam, 1978a] Azzam, R. M. A. (1978). Photopolarimetric measurement of the Mueller matrix by Fourier analysis of a single detected signal. Opt. Lett., 2, 148-150.
- [Azzam, 1978b] Azzam, R. M. A. (1978). Simulation of mechanical rotation by optical rotation: application to the design of a new Fourier photopolarimeter. J. Opt. Soc. Am., 68, 518-521.
- [Azzam, 1985] Azzam, R. M. A. (1985). Division-of-amplitude photopolarimeter (DOAP) for the simultaneous measurement of all four Stokes parameters of light. Opt. Acta, 32, 1407-1412.
- [Azzam, 1995] Azzam, R. M. A. (1995). Ellipsometry, in *Handbook of Optics*, Vol. 2, 2nd ed., M. Bass, ed. McGraw-Hill, New York. Chap. 27.

- [Azzam y Bashara, 1972] Azzam, R. M. A. and Bashara, N. M. (1972). Ellipsometric measurement of the polarization transfer function of an optical system. J. Opt. Soc. Am., 62, 336-340.
- [Azzam y Bashara, 1992] Azzam, R. M. A. and Bashara, N. M. (1992). Ellipsometry and Polarized Light. North-Holland, New York.
- [Bernabeu y Gil, 1985] Bernabeu, E. and Gil J. J. (1985). An experimental device for the dynamic determination of Mueller matrices. J. Optics (Paris), 16, 139-141.
- [Bettelheim, 1975] Bettelheim, F. A. (1975). On the optical anisotropy of lens fiber cells. Exp. Eye Res., 21, 231-234.
- [Bone, 1976] Bone, R. A. (1976). Computer enhanced resolution as an aid to identifying the macular pigment. Vision Res., 16, 1191-1192.
- [Bone, 1980] Bone, R. A. (1980). The role of the macular pigment in the detection of polarized light. Vision Res., 20, 213-219.
- [Bone y Landrum, 1983] Bone, R. A. and Landrum, J. T. (1983). Dichroism of lutein: a possible basis for Haidinger's brushes. Appl. Opt., 22, 775-776.
- [Bone y Landrum, 1984] Bone, R. A. and Landrum, J. T. (1984). Macular pigment in Henle fiber membranes: a model for Haidinger's brushes. Vision Res., 24, 103-108.
- [Born y Wolf, 1980] Born, M. and Wolf, E. (1980). Principles of Optics. 6th ed., Pergamon Press, New York.
- [Bour, 1991] Bour, L. J. (1991). Polarized light and the eye, in *Vision Optics and Instrumentation*, Vol. 1, W. N. Charman ed., Macmillan Press. Chap. 13.
- [Bour y Lopes Cardozo, 1981] Bour, L. J. and Lopes Cardozo, N. J. (1981). On the birefringence of the living human eye. Vision Res., 21, 1413-1421.
- [Bour y Verhoosel, 1979] Bour, L. J. and Verhoosel, J. C. M. (1979). Directional sensitivity of photoreceptors for different degrees of coherence and directions of polarization of the incident light. Vision Res., 19, 717-719.
- [Brindley y Willmer, 1952] Brindley, G. S. and Willmer, E. N. (1952). The reflexion of light from the macular and peripheral fundus oculi in man. J. Physiol., 116, 350-356.
- [Bueno y Artal, 1999] Bueno, J. M. and Artal, P. (1999). Double-pass imaging polarimetry in the human eye. Opt. Lett., 24, 64-66.
- [Burns *et al.*, 1995] Burns, S. A., Wu, S., Delori, F. C. and Elsner, A. E. (1995). Direct measurement of human-cone-photoreceptor alignment. J. Opt. Soc. Am. A, 12, 1-10.
- [Campbell y Gubisch, 1966] Campbell, F. W. and Gubisch, R. W. (1966). Optical quality of the human eye. J. Physiol., 186, 558-578.
- [Charman, 1980] Charman, W. N. (1980). Reflection of plane-polarized light by the retina. Br. J. Physiol. Opt., 34, 34-49.
- [Cheung y Ishimaru, 1982] Cheung, R. and Ishimaru, A. (1982). Transmission, backscattering and depolarization of waves in randomly distributed spherical particles. Appl. Opt., 21, 3792-3798.
- [Chipman, 1989] Chipman, R. A. (1989). Polarization analysis of optical systems. Opt. Eng., 28, 90-99.

- [Chipman, 1995] Chipman, R. A. (1995). Polarimetry, in *Handbook of Optics*, Vol. 2, 2nd ed., M. Bass, ed. McGraw-Hill, New York. Chap. 22.
- [Chipman y Chipman, 1989] Chipman, R. A. and Chipman, L. J. (1989). Polarization aberrations diagrams. *Opt. Eng.*, 28, 100-106.
- [Clarke y Grainger, 1974] Clarke, D. and Grainger, J. F. (1974). *Polarized Light and Optical Measurement*. Pergamon Press, Oxford.
- [Cloude, 1986] Cloude, S. R. (1986). Group theory and polarization algebra. *Optik*, 75, 26-36.
- [Collet, 1993] Collet, E. (1993). *Polarized light*. Marcel Dekker, Inc., New York.
- [Cope *et al.*, 1978] Cope, W. T., Wolbarsht, M. L. and Yamanashi, B. S. (1978). The corneal polarization cross. *J. Opt. Soc. Am.*, 68, 1139-1141.
- [de Vries *et al.*, 1953] de Vries, H. L., Spoor, A. and Jielof, R. (1953). Properties of the eye with respect to polarized light. *Physica*, 19, 419-432.
- [Delori *et al.*, 1979] Delori, F. C., Webb R. H. and Parker, J. S. (1979). Macular birefringence. *Invest. Ophthalm. Vis. Sci. Suppl.*, 19, 53.
- [Delplancke, 1997] Delplancke, F. (1997). Automated high-speed mueller matrix scatterometer. *Appl. Opt.*, 36, 5388-5395.
- [Donohue *et al.*, 1995] Donohue, D. J., Stoyanov, B. J., McCally, R. L. and Farrell, R. A. (1995). Numerical modeling of the cornea's lamellar structure and birefringence properties. *J. Opt. Soc. Am. A*, 12, 1425-1438.
- [Dreher *et al.*, 1992] Dreher, A. W., Reiter, K. and Weinred, R. N. (1992). Spatially resolved birefringence of the retinal nerve fiber layer assessed with a retinal laser ellipsometer. *Appl. Opt.*, 31, 3730-3735.
- [Dunn *et al.*, 1989] Dunn, R. B., November, L. J., Colley, S. A. and Streander, G. W. (1989). The National Solar Observatory polarimeter. *Opt. Eng.*, 28, 126-130.
- [Egan, 1985] Egan, W. G. (1985). *Photometry and Polarization in Remote Systems*. Elsevier, New York.
- [Egan *et al.*, 1991] Egan, W. G., Johnson W. R. and Whitehead, V. S. (1991). Terrestrial polarization imagery obtained from the space shuttle: characterization and interpretation. *Appl. Opt.*, 30, 435-442.
- [Fano, 1953] Fano, U. (1953). A Stokes-parameter technique for the treatment of polarization in Quantum Mechanics. *Phy. Rev.*, 93, 121-123.
- [Flamant, 1955] Flamant, F. (1955). Étude de la repartition de lumière dans l'image rétinienne d'une fente. *Revue d'Optique*, 34, 433-459.
- [Fendrich, 1991] Fendrich, T. (1991). *Fourierellipsometrie*. Universität Heidelberg. Diplomarbeit.
- [Fendrich *et al.*, 1994] Fendrich, T., Fischer, S. K., and Bille, J. F. (1994). Development of an electro-optical ellipsometer with application in ophthalmology. *Proc. SPIE*, 2079, 76-82.
- [Gerligang *et al.*, 1995] Gerligang, P. Y., Le Jeune, B., Cariou, J. and Lotrian, J. (1995). Spatial homogeneities evaluation of ferrofluid thin plates polarimetric characteristics for active imagery. *Opt. Eng.*, 34, 1581-1588.

- [Gil, 1983] Gil, J. J. (1983). Determinación de los parámetros de polarización en representación matricial. Contribución teórica y realización de un dispositivo automático. Universidad de Zaragoza. Tesis Doctoral.
- [Gil y Bernabeu, 1982] Gil, J. J. y Bernabeu, E. (1982). Diseño de rotores, compensadores y moduladores de retardo a partir de retardadores comerciales. *Optica Pura y Aplicada*, 15, 39-43.
- [Gil y Bernabeu, 1985] Gil, J. J. and Bernabeu, E. (1985). A depolarization criterion in Mueller matrices. *Opt. Acta*, 32, 259-261.
- [Gil y Bernabeu, 1986] Gil, J. J. and Bernabeu, E. (1986). Depolarization and polarization indices of an optical system. *Opt. Acta*, 33, 185-189.
- [Gil y Bernabeu, 1987] Gil, J. J. and Bernabeu, E. (1987). Obtainment of the polarizing and retardation parameters of a non-depolarizing optical system from the polar decomposition of its Mueller matrix. *Optik*, 76, 67-71.
- [Goldstein, 1992] Goldstein, D. H. (1992) Mueller matrix dual-rotating retarder polarimeter. *Appl. Opt.*, 31, 6676-6683.
- [Gorrand, 1979] Gorrand, J. M. (1979). Diffusion of the human retina and quality of the optics of the eye on the fovea and the peripheral retina. *Vision Res.*, 19, 907-912.
- [Gorrand *et al.*, 1984] Gorrand, J. M., Alfieri, R. and Boire, J. Y. (1984). Diffusion of the retinal layers of the living human eye. *Vision Res.*, 24, 1097-1106.
- [Gorrand y Delori, 1995] Gorrand, J. M. y Delori, F. (1995). A reflectometric technique for assessing photoreceptor alignment. *Vision Res.*, 35, 999-1010.
- [Grehn y Leydhecker, 1995] Grehn, F. and Leydhecker, W. (1995). *Augenheilkunde*. 26, Auflage, Springer-Verlag, Berlin.
- [Guirao *et al.*, 1999] Guirao, A., González, C., Redondo, M., Geraghty, E., Norrby, S. and Artal, P. (1999). Average optical performance of the human eye as a function of age in a normal population. *Invest. Ophthalm. Vis. Sci.*, 40, 203-213.
- [Guirao y Artal, 1998] Guirao, A. and Artal, P. (1998). Off-axis monochromatic aberrations estimated from double pass measurements in the human eye. *Vision Res.*, 39, 207-217.
- [Harosi, 1981] Harosi, F. H. (1981). Microspectrophotometry and optical phenomena: birefringence, dichroism and anomalous dispersion, in *Vertebrate Photoreceptor Optics*, J. M. Enoch and F. L. Tobery, Jr. eds., Springer-Verlag, Berlin.
- [Hauge, 1978] Hauge, P. S. (1978). Mueller matrix ellipsometry with imperfect compensators. *J. Opt. Soc. Am.*, 68, 1519-1528.
- [Hauge, 1980] Hauge, P. S. (1980). Recent developments in instrumentation in ellipsometry. *Surf. Sci.*, 96, 108-140.
- [Hecht y Zajac, 1986] Hecht, E. y Zajac, A. (1986). *Óptica*. Addison-Wesley Iberoamericana, S.A.
- [Hemenger, 1982] Hemenger, R. P. (1982). Dichroism of the macular pigment and Haidinger's brushes. *J. Opt. Soc. Am.*, 72, 734-737.
- [Hemenger, 1989] Hemenger, R. P. (1989). Birefringence of a medium of tenuous parallel cylinders. *Appl. Opt.*, 28, 4030-4034.

- [Hochheimer, 1978] Hochheimer, B. F. (1978). Polarized light retinal photography of a monkey eye. Vision Res., 18, 19-23.
- [Hochheimer y Kues, 1982] Hochheimer, B. F. and Kues, H. A. (1982). Retinal polarization effects. Appl. Opt., 21, 3811-3818.
- [Holzapfel y Riss, 1987] Holzapfel, W. and Riss, U. (1987). Computer-based high resolution transmission ellipsometry. Appl. Opt., 26, 145-153.
- [Howell, 1979] Howell, B. J. (1979). Measurement of the polarization effects of an instrument using partially polarized light. Appl. Opt., 18, 809-812.
- [Huard, 1994] Huard, S. (1994). *Polarisation de la Lumière*. Masson, Paris.
- [Hulst, 1957] van de Hulst, M. C. (1957). *Scattering of Light by Small Particles*. Wiley, New York.
- [Hunter *et al.*, 1999] Hunter, D. G., Patel, S. N. and Guyton, D. L. (1999). Automated detection of foveal fixation by use of retinal birefringence scanning. Appl. Opt., 38, 1273-1279.
- [Ichihashi *et al.*, 1995] Ichihashi, Y., Khin, M. H., Ishikawa, K. and Hatada, T. (1995). Birefringence effect of the *in vivo* cornea. Opt. Eng., 34, 693-699.
- [Jankowska *et al.*, 1996] Jankowska, E., Jaroński, J. and Lukaszewicz, E. (1996). *In vivo* recording the birefringence of the human cornea. Proc. SPIE, 2628, 258-262.
- [Jellison y Modine, 1997a] Jellison, G. E. and Modine, F. A. (1997). Two-modulator generalized ellipsometry: experiment and calibration. Appl. Opt., 36, 8184-8189.
- [Jellison y Modine, 1997b] Jellison, G. E. and Modine, F. A. (1997). Two-modulator generalized ellipsometry: theory. Appl. Opt., 36, 8190-8198.
- [Jennings y Charman, 1981] Jennings, J. A. M. y Charman, W. N. (1981). Off-axis image quality in the human eye. Vision Res., 21, 445-455.
- [Johnson, 1988] Johnson, R. (1988). *Elementary Statistics*. 5th ed., PWS-KENT Publishing Company, Boston, Mass.
- [Jones, 1941] Jones, R. C. (1941). A new calculus for the treatment of optical systems I. Description and discussion of the calculus. J. Opt. Soc. Am., 31, 448-503.
- [Kaplan y Bettelheim, 1972] Kaplan, D. and Bettelheim, F. A. (1972). On the birefringence of bovine cornea. Exp. Eye Res., 13, 219-226.
- [klein Brink, 1991] klein Brink, H. B. (1991) Birefringence of the human crystalline lens *in vivo*. J. Opt. Soc. Am. A, 8, 1788-1793.
- [klein Brink y van Blokland, 1988] klein Brink, H. B. and van Blokland, G. J. (1988). Birefringence of the human fovea area assessed *in vivo* with Mueller-matrix ellipsometry. J. Opt. Soc. Am. A, 5, 49-57.
- [Kliger *et al.*, 1990] Kliger, D. S., Lewis, J. W. and Randall, C. E. (1990) *Polarized Light in Optics and Spectroscopy*. Academic Press, Inc. San Diego, CA.
- [Law y Pak, 1996] Law, B. M. and Pak, H. K. (1996). Ellipsometric imaging of surface drops. J. Opt. Soc. Am. A, 13, 379-384.

- [Liang *et al.*, 1994] Liang, J., Grimm, B., Goelz, S. and Bille, J. F. (1994). Objective measurement of wave aberrations of the human eye with the use of a Hartmann-Shack wave-front sensor. J. Opt. Soc. Am. A, 11, 1949-1957.
- [Liebman *et al.*, 1974] Liebman, P. A., Jagger, W. S., Kaplan, M. W. and Bargoot, F. G. (1974). Membrane structure changes in rod outer segments associated with rodopsin bleaching. Nature, 251, 31-36.
- [López-Gil *et al.*, 1998] López-Gil, N., Iglesias, I. and Artal, P. (1998). Retinal image quality in the human eye as a function of the accommodation. Vision Res., 38, 2897-2907.
- [Lu y Chipman, 1994] Lu, S. and Chipman, R. A. (1994). Homogeneous and inhomogeneous Jones matrices. J. Opt. Soc. Am. A, 11, 766-773.
- [Lu y Chipman, 1996] Lu, S. and Chipman, R. A. (1996). Interpretation of Mueller matrices based on polar decomposition. J. Opt. Soc. Am. A, 13, 1106-1113.
- [Mahajan, 1991] Mahajan, V. N. (1991). Aberration theory made simple. SPIE Press, Washington.
- [Maurice, 1984] Maurice, D. M. (1984). The cornea and sclera, in *The eye*, H. Davson, ed. Academic, Orlando, FL., 1-158.
- [McDaniel *et al.*, 1998] McDaniel, E. B., McClain, S. C. and Hsu, J. W. P. (1998). Nanometer scale polarimetry studies using a near-field scanning optical microscope. Appl. Opt., 37, 84-92
- [McGuire y Chipman, 1990] McGuire, J. P. and Chipman, R. A. (1990). Diffraction image formation in optical systems with polarization aberrations I: formulation and example. J. Opt. Soc. Am. A, 7, 1614-1626.
- [McCally y Farrell, 1982] McCally, R. L. and Farrell, R. A. (1982). Structural implications of the small-angle light scattering from the cornea. Exp. Eye Res., 34, 99-113.
- [Morgan *et al.*, 1990] Morgan, F. M., Chipman, R. A. and Torr, D. G. (1990). An ultraviolet polarimeter for characterization of an imaging spectrometer, in *Polarimetry: Radar, Infrared, Visible, Ultraviolet and X-Ray*, Proc. SPIE, 1317, 384-394.
- [Navarro *et al.*, 1993a] Navarro, R., Artal, P. y Williams, D. R. (1993). Modulation transfer of the human eye as a function of retinal eccentricity. J. Opt. Soc. Am. A, 10, 201-212.
- [Navarro *et al.*, 1993b] Navarro, R., Ferro, M., Artal, P. y Miranda, I. (1993). Modulation transfer of eyes implanted with intraocular lenses. Appl. Opt., 32, 6359-6367.
- [Naylor y Stanworth, 1954] Naylor, E. J. and Stanworth, A. (1954). Retinal pigment and the Haidinger effect. J. Physiol., 124, 543-552.
- [O'Leary y Millodot, 1978] O'Leary, D. and Millodot, M. (1978). The discrepancy between retinoscopic and subjective measurements: effect of age. Am. J. Optom. and Physiol. Opt., 55, 553-556.
- [Pelz *et al.*, 1996] Pelz, B., Weschenmoser, C., Goelz, S., Fischer, J. P., Burk, R. O. W. and Bille, J. F. (1996). *In vivo* measurement of the retinal birefringence with regard on corneal effects using an electro-optical ellipsometer, in *Lasers in Ophthalmology IV*, Proc. SPIE, 2930, 92-101.
- [Pelz, 1997] Pelz, B. C. E. (1997). Entwicklung eines elektrooptischen Ellipsometers zur *in vivo* Evaluation der retinalen Nervenfaserschicht und der Hornhaut des menschlichen Auges. Universität Heidelberg. Ph D. Thesis.

[Pepose y Ubels, 1994] Pepose, J. S. y Ubels, J. L. (1994). La córnea, en *Fisiología del ojo*, 9ª ed., William M. Hart, Jr. ed., Madrid. Cap. 3.

[Pezzaniti y Chipman, 1990] Pezzaniti, J. L. and Chipman, R. A. (1990). Imaging polarimeters for optical metrology, in *Polarimetry: Radar, Infrared, Visible, Ultraviolet and X-Ray*, Proc. SPIE, 1317, 280-294.

[Pezzaniti y Chipman, 1994] Pezzaniti, J. L. and Chipman, R. A. (1994). Cascaded polarizing beamsplitter cubes in imaging systems. Opt. Eng., 33, 1543-1549.

[Pezzaniti y Chipman, 1995a] Pezzaniti, J. L. and Chipman, R. A. (1995). Mueller matrix imaging polarimetry. Opt. Eng., 34, 1558-1568.

[Pezzaniti y Chipman, 1995b] Pezzaniti, J. L. and Chipman, R. A. (1995). Linear polarization uniformity measurements taken with an imaging polarimeter. Opt. Eng., 34, 1569-1573.

[Pezzaniti y Chipman, 1995c] Pezzaniti, J. L. and Chipman, R. A. (1995). Mueller matrix scatter polarimetry of a diamond-turned mirror. Opt. Eng., 34, 1593-1598.

[Pierscioneck y Weale, 1998] Pierscioneck B. K. and Weale, R. A. (1998). Investigation of the polarization optics of the living human cornea and lens with Purkinje images. Appl. Opt., 37, 6845-6851.

[Post y Gurland, 1966] Post, D. and Gurland, J. E. (1966). Birefringence of the cat cornea. Exp. Eye Res., 5, 286-295.

[Reuter, 1982] Reuter, R. (1982). Lidar investigations of hydrosols: notes on determination of scattering matrix elements. Appl. Opt., 21, 3762-3765.

[Röhler *et al.*, 1969] Röhler, R., Miller, U. and Aberl, M. (1969). Zur Messung der Modulations-Übertragungsfunktion des lebenden menschlichen Auges im reflektierten Licht. Vision Res., 9, 407-427.

[Röhler y Schmielau, 1976] Röhler, R. and Schmielau, F. (1976). Properties of isolated frog retinae in reflection of non polarized and polarized light. Vision Res., 16, 241-246.

[Rowe *et al.*, 1995] Rowe, M. P., Pugh, E. N. Jr., Tyo, J. S. and Engheta, N. (1995). Polarization-difference imaging: a biologically inspired technique for observation through scattering media. Opt. Lett., 20, 608-610.

[Saleh y Teich, 1991] Saleh, B. E. A. and Teich, M. C. (1991). Fundamentals of Photonics. Goodman, J. W. ed., John Wiley & Sons, Inc., New York.

[Santamaría *et al.*, 1987] Santamaría, J., Artal, P. y Bescós, J. (1987). Determination of the point-spread function of human eyes using a hybrid optical-digital method. J. Opt. Soc. Am. A, 4, 1109-1114.

[Shurcliff, 1962] Shurcliff, W. A. (1962). Polarized Light: Production and Use. Harvard University Press. Cambridge, Mass.

[Shurcliff y Ballard, 1964] Shurcliff, W. A. and Ballard, S. S. (1964). Polarized Light. D. Van Nostrand Inc., Princeton, N. J., pp. 95-98.

[Shute, 1974] Shute, C. C. D. (1974). Haidinger's brushes and predominant orientation of collagen in corneal stroma. Nature, 250, 163-164

[Sommer *et al.*, 1984] Sommer, A., Kues, H. A., D'Anna, S. A., Arkell, S., Robin, A. and Quigley, H. A. (1984). Cross-polarization photography of the nerve fiber layer. Arch. Ophthalmol., 102, 864-869.

[Stanworth y Naylor, 1950a] Stanworth, A. and Naylor, E. J. (1950). The polarization optics of the isolated cornea. Br. J. Ophthalm., 34, 201-211.

[Stanworth y Naylor, 1950b] Stanworth, A. and Naylor, E. J. (1950). Haidinger's Brushes and the retinal receptors. Br. J. Ophthalm., 34, 282-291.

[Stanworth y Naylor, 1953] Stanworth, A. and Naylor, E. J. (1953). Polarized light studies of the cornea I. The isolated cornea. J. Exp. Biol., 30, 160-163.

[Sridhar y Simon, 1994] Sridhar, R. and Simon, R. (1994). Normal form for Mueller matrix in polarization optics. J. Mod. Opt., 41, 1903-1915.

[Theocaris y Gdoutos, 1979] Theocaris, P. S. and Gdoutos, E. E. (1979). Matrix Theory of Photoelasticity. Springer Series in Optical Sciences, vol. 11. Springer-Verlag, New York.

[Thompson *et al.*, 1980] Thompson, R. C., Bottinger, J. R. and Fry, E. S. (1980). Measurement of polarized light interactions via the Mueller matrix. Appl. Opt., 19, 1323-1332.

[Türpitz, 1997] Türpitz, A. (1997). Entwicklung eines elektrooptischen Ellipsometers und dessen klinische Erprobung im Bereich der Glaukomfrüherkennung. Universität Heidelberg. Diplomarbeit.

[van Blokland, 1985] van Blokland, G. J. (1985). Ellipsometry of the human retina *in vivo*: preservation of polarization. J. Opt. Soc. Am. A, 2, 72-75.

[van Blokland, 1986a] van Blokland, G. J. (1986). The optics of the human eye studied with respect to polarized light. University of Utrech. PhD. Thesis.

[van Blokland, 1986b] van Blokland, G. J. (1986). Directionality and alignment of the foveal receptors, assessed with light scattered from the human fundus *in vivo*. Vision Res., 26, 495-500.

[van Blokland y van Norren, 1986] van Blokland, G. J. and van Norren, D. (1986). Intensity and polarization of light scattered at small angles from the human fovea. Vision Res., 26, 485-494.

[van Blokland y Verhelst, 1987] van Blokland, G. J. and S. C. Verhelst. (1987). Corneal polarization in the living human eye explained with a biaxial model. J. Opt. Soc. Am. A, 4, 82-90.

[Vos *et al.*, 1965] Vos, J. J., Munnik, A. A. and Boogaard, J. (1965). Absolute spectral reflectance of the fundus oculi. J. Opt. Soc. Am., 55, 573-574.

[Weale, 1966] Weale, R. A. (1966). Polarized light and the human fundus oculi. J. Physiol., 186, 925-930.

[Weale, 1971] Weale, R. A. (1971). On the birefringence of rods and cones. Pfluegers Arch., 329, 244-257.

[Weale, 1978] Weale, R. A. (1978). On the birefringence of the human crystalline lens. J. Physiol., 284, 112-113.

[Weale, 1979] Weale, R. A. (1979). Sex, age and the birefringence of the human crystalline lens. Exp. Eye Res., 29, 449-461.

[Weinreb *et al.*, 1995] Weinreb, R. N., Shakiba, S. and Zangwill, L. (1995). Scanning laser polarimetry to measure the nerve fiber layer of normal and glaucomatous eyes. Am. J. Ophthalm., 119, 627-636.

[Whitney, 1971] Whitney, C. (1971). Pauli-algebraic operators in polarization optics. J. Opt. Soc. Am., 61, 1207-1213.

[Williams *et al.*, 1994] Williams, D. R., Brainard, D. H., McMahon, M. J. y Navarro, R. (1994). Double-pass and interferometric measures of the optical quality of the eye. J. Opt. Soc. Am. A, 11, 3123-3135.

[Williams *et al.*, 1996] Williams, D. R., Artal, P., Navarro, R., McMahon, M. J. y Brainard, D. H. (1996). Off-axis optical quality and retinal sampling in the human eye. Vision Res., 36, 1103-1114.

[Wilson y Sheppard, 1984] Wilson, T. and Sheppard, C. J. R. (1984). Theory and Practice of Scanning Optical Microscopy. Academic Press, London.

[Wong, 1979] Wong, C. F. (1979). Birefringence measurement using a photoelastic modulator. Appl. Opt., 18, 3996-3999.

[Wu, 1995] Wu, S. (1995). Liquid Crystals, in *Handbook of Optics*, Vol. 2, 2nd ed., M. Bass, ed. McGraw-Hill, New York. Chap. 14.

[Xing, 1992] Xing, Z. F. (1992). On the deterministic and non-deterministic Mueller matrix. J. Mod. Opt., 39, 461-484.

[Ye, 1995] Ye, C. (1995). Construction of an optical rotator using quarter-wave plates and an optical retarder. Opt. Eng., 34, 3031-3035.

[Yoshihiro y Oka, 1992] Yoshihiro, O. and Oka, K. (1992). Polarimeter for mapping the spatial distribution of dynamic state of polarization, in *Polarization Analysis and Measurements*, Goldstein, D. H. and Chipman, R. A., eds., Proc. SPIE, 1746, 42-48.

Agradecimientos

Complicado y a la vez difícil, es sin duda recordar las personas que por imposición, voluntad propia o azar, han contribuído en alguna medida a ver esto acabar.

Largo y tortuoso ha sido el camino, para finalmente llegar a lo que tus manos inocentes, amigo lector, acaban de tocar.

Momentos de dicha y tristeza, de bullicio y soledad;

de alegrías y tristes penas, chirigota y seriedad;

de negros abismos sin fondo y cumbres que palpar;

de amasijo de imágenes que tener que procesar.

Ratos de duras tormentas en la temible altamar,

cuando desidia y mala fortuna de tu estancia se van a adueñar.

Otros en los que el caos se recupera y el timón se vuelve a usar, para marcar rumbo a ese Norte, donde "¡tierra a la vista!" gritar.

Timonel desde el principio, de nombre Pablo y apellido Artal,

quien con su experiencia, apoyo, ideas y mucho más,

ha hecho que el trabajo que aquí se trata se pudiese realizar.

Allá en la cruda Heidelberg, Bernhard Pelz pudo asaltar

las dudas que un novato, le pudo entonces plantear;

sirvan estas líneas de agradecimiento a mi amigo "pedal"

aunque por el momento estas palabras no estén en alemán.

Nacho Miró y su tarjeta, ambos dieron lugar

a que los cristales líquidos se pusieran a funcionar;

fueron como agua de mayo, qué mejor que este refrán.

En el aspecto más teórico, a Pepe Gil he de citar,

pues con sus orientaciones mis ideas logré aclarar.

Ya de vuelta a tierras huertanas, sería penal capital,

omitir, no recordar o quizás querer olvidar

a todos los que no sin esfuerzo me lograron aguantar.

Fue Norberto el primero, con quien la gota gorda sudar,

en aquel primer sistema que me ayudó a montar.

Ignacio y sus omisiones me hicieron a veces renegar,

pero sus nociones, en el UNIXverso me hicieron entrar.

Qué decir de Fernando, emigrado de su tan amada Graná,

el tantas veces socorrido, querido y odiado MATLAB,

herramienta cual pico y pala, sólo aquí podría rimar.

Día a día en el despacho, es casi imposible explicar las locuras que Eloy y Conchi tuvieron que soportar; no es preciso entrar en detalles, pero seguro podría jurar que tienen ganado el cielo, ¿con quién tengo que hablar?

Gracias también a Antonio quien supo solventar problemillas que en un Machintosh, se suelen presentar.

Juan Luis siempre presto, a imprevistos solucionar, no hay software ni contratiempo, al que no se pueda enfrentar.

Como grueso de la tropa quedan otros miembros del lab los cuales sugerencias y consejos en su día pudieron dar:

son Esther y también Pedro y ¡cómo no pensar!

en A. Benito: compañero, ex-alumno y último en llegar.

La Universidad de Tierras Charras en tiempos me vio formar,

para adquirir conocimientos y en el L.O.U.M. poder pisar.

Recuerdo que por aquellos tiempos Nacha Pop solía cantar:

"la Física es un placer" y en ella la Óptica lo sería más,

Manolo y Mari Carmen hicieron, que yo viera la realidad.

Etapas del sufrido pupitre, de flexo en fiestas de guardar,

noche añoradas de Paniagua, Rivendel, Iguana y Escaná.

Época en la que con Jota, Abromito, Luis y varios más,

rompíamos la monotonía de un día tras otro estudiar.

Pasé demasiado tiempo con alguien que no pienso nombrar,

placentino para más señas y amigo de ciencia, letra y bar.

Tan lejos y a la vez tan cerca, mi familia ha sabido estar,

mis padres y mi hermano, nunca dudaron en preguntar:

"¿cómo va todo?" y yo decía: "bien", aunque fuese mal.

Son kilómetros la distancia, pero en mi corazón siempre están,

aunque estos cálidos lares, sean diferentes de La Marrá.

M^a Dolores a mi lado, no sin esfuerzo fue capaz,

de aguantar los *ups and downs*, que nos hicieron encontrar.

Gracias por la constancia y el empuje incondicional

y brindo por ese toro que nos queda por torear.

¿Hay más ángeles o diablos que me he podido olvidar?

Es posible, pero lo siento, pues este es el final;

pero ahí en el anonimato, agradecido os habré de estar.

"I think the highest and the lowest are the only important things; anything else is just in between".

James D. Morrison (1943-1971)