

UNIVERSIDAD DE VALENCIA

FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS



**INFLUENCIA DEL GRADO DE  
COHERENCIA DE LA LUZ EN EL  
PODER SEPARADOR DEL OJO**

TESIS DOCTORAL  
ADELINA FELIPE MARCET

UMI Number: U603075

All rights reserved

INFORMATION TO ALL USERS

The quality of this reproduction is dependent upon the quality of the copy submitted.

In the unlikely event that the author did not send a complete manuscript and there are missing pages, these will be noted. Also, if material had to be removed, a note will indicate the deletion.



UMI U603075

Published by ProQuest LLC 2014. Copyright in the Dissertation held by the Author.  
Microform Edition © ProQuest LLC.

All rights reserved. This work is protected against  
unauthorized copying under Title 17, United States Code.



ProQuest LLC  
789 East Eisenhower Parkway  
P.O. Box 1346  
Ann Arbor, MI 48106-1346

T. D.  
95



**OBRA DE CONSULTA**  
**EXCLOSA DE PRÉSTEC**  
**NO SE PRESTA**

UNIVERSIDAD DE VALENCIA

FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS

BIBLIOTECA

N.º Registro 3309

Fecha 27.10.1986

SIGNATURA T.D/95

C. D. U.

b,687013x

i:19163484



UNIVERSIDAD DE VALENCIA  
FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS

INFLUENCIA DEL GRADO DE  
COHERENCIA DE LA LUZ EN  
EL PODER SEPARADOR DEL OJO

ADELINA FELIPE MARCET

DICIEMBRE 1983

JOSE M<sup>º</sup> ARTIGAS VERDE, Doctor en Ciencias Físicas y Profesor Agregado interino de Optica de la Facultad de Ciencias Físicas de la Universidad de Valencia.

CERTIFICA:

Que la presente memoria "*Influencia del grado de coherencia de la luz en el poder separador del ojo*", ha sido realizada bajo mi dirección por la Licenciada en Ciencias Físicas Adelina Felipe Marcet y constituye su Tesis para optar al grado de Doctora en Ciencias Físicas.

Y para que conste, en cumplimiento de la legislación vigente presento ante la Facultad de Ciencias Físicas de la Universidad de Valencia, la referida Tesis Doctoral, firmando el presente certificado en Valencia a once de noviembre de mil novecientos ochenta y tres.



V<sup>º</sup> B<sup>º</sup>

Ponente



Fdo: Mariano Aguilar Rico  
Catedrático de Optica  
Jefe del Dpt<sup>º</sup> de Optica  
de Valencia.

Este trabajo ha sido realizado en los laboratorios del Departamento de Optica de la Facultad de Ciencias Físicas de la Universidad de Valencia. Al Director del Departamento, D. Mariano Aguilar Rico, quiero expresar mi profundo agradecimiento por la confianza que ha depositado en mí y por facilitarme los medios necesarios para la realización de este trabajo. También quiero agradecerle las horas que me ha dedicado (incluso en sus vacaciones) siempre que he necesitado ideas, consejos o críticas; mostrando gran interés y animándome siempre con su conocido talante optimista.

D. José M<sup>a</sup> Artigas Verde, director de esta tesis, ha colaborado conmigo en todo momento, tanto en la gran cantidad de horas dedicadas a medidas experimentales (en las que se prestó como observador) como en los cálculos, discusión y corrección del trabajo. Sólo yo sé todo lo que le debo.

A D. Carlos Ferreira García y al resto de compañeros del Departamento de Optica les agradezco el apoyo y simpatía que me han mostrado.

Asimismo, quiero agradecer a los Laboratorios TECHNIART su colaboración en la realización de todas las fotografías que se incluyen en esta memoria.

Y, a D. Francisco Miguel Pérez Durá su labor de mecanografiado.

Gracias a todos



## INDICE

	<u>Pág.</u>
- Introducción .....	7
PARTE TEORICA	
- Capítulo I. <i>"Procesos fotoquímicos y cerebrales de la visión"</i> .....	14
- Capítulo II. <i>"Formación de imágenes"</i> .....	31
- Capítulo III. <i>"Teoría de la coherencia parcial"</i> .....	62
- Capítulo IV. <i>"Moteado"</i> .....	79
- Capítulo V . <i>"Reducción del moteado"</i> .....	98
- Capítulo VI. <i>"Agudeza visual"</i> .....	111
PARTE EXPERIMENTAL	
- Descripción del dispositivo experimental .....	137
- Experiencias y resultados.	
1ª experiencia. <i>"Variación con la pupila"</i> .....	154
2ª experiencia. <i>"Variación con la luminancia"</i> .....	163
3ª experiencia. <i>"Variación con la longitud de onda"</i> ..	171
- Discusión y conclusiones .....	176
- Bibliografía general .....	200

## INTRODUCCION

La pregunta que nos planteamos al comenzar este trabajo era si el grado de coherencia de la radiación luminosa podía tener influencia en la visión humana.

Las razones que nos llevaron a pensar que podía existir alguna diferencia entre la visión con luz coherente e incoherente eran fundamentalmente dos. La primera de ellas deriva del estudio de la formación de imágenes por sistemas ópticos con iluminación coherente e incoherente; la segunda es la presencia del moteado en el caso de iluminación coherente.

Nuestro objetivo por lo tanto era, exponer las bases teóricas que sustentan nuestra idea y realizar experiencias que pongan de manifiesto que la respuesta visual es diferente según el grado de coherencia de la radiación.

En visión, son muchas las características del ojo que nos pueden servir como medida de la respuesta visual: curva de sensibilidad espectral, umbral absoluto, umbral diferencial, agudeza visual, etc. Entre ellas elegimos para nuestras experiencias la medida de la Agudeza Visual, con miras de Foucault, es decir que tomamos el poder separador del ojo como indicador del comportamiento del mismo ante las diferentes radiaciones.

Pensamos que esta elección nuestra es muy lógica, ya que si apoyamos nuestra tesis en el hecho de que los sistemas ópticos que forman imágenes tienen distinto comportamiento según la coherencia de la radiación, que su respuesta en frecuencias también es distinta en función de la coherencia, y en la presencia del moteado en el caso de radiación coherente, el poder separador resulta ser un buen criterio para estudiar y comparar el comportamiento de un sistema; mientras que el umbral absoluto y otros criterios que hemos citado, serían más apropiados para un estudio encaminado a comprobar si los fotorreceptores del ojo son igualmente sensibles o no a radiaciones de distinta coherencia.

La parte teórica de este trabajo pretende, pues, desarrollar con más detalle los argumentos que hemos dado hasta ahora. Hemos creído conveniente, dedicar el Capítulo I a los "Procesos fotoquímicos y cerebrales de la visión" porque no podemos olvidar, que el proceso

visual es en realidad la unión de tres procesos: el óptico, el fotoquímico y el cerebral; aunque nosotros, como físicos, estudiemos sobre todo el proceso óptico.

En el Capítulo II titulado "Formación de imágenes" se hace el estudio de la formación de imágenes por sistemas ópticos distinguiendo entre el caso de iluminación coherente e incoherente y señalando las diferencias existentes entre ambos casos. Aquí queremos advertir que en algunas ocasiones, también hemos incluido el caso de iluminación parcialmente coherente, que en realidad no es más que el caso general (y también el caso real) del cual derivan los otros dos como casos particulares extremos. Pero precisamente por ser más general, su formulación es más complicada e incómoda de manejar, por lo que la mayoría de autores, sólo tratan el caso coherente e incoherente. También se pone de manifiesto en este capítulo que la *función "transfer"* que determina la respuesta frecuencial de un sistema óptico limitado por la difracción, es distinta en los dos casos, extendiéndose en el caso incoherente hasta el doble de la frecuencia de corte de la función transfer coherente. Sin embargo esto no basta para afirmar que la iluminación incoherente dará siempre mejores imágenes que la iluminación coherente para un mismo sistema óptico, ya que en general esto es inexacto. La comparación es mucho más compleja de lo que parece. Veremos algunos ejemplos de posible criterios de comparación, entre ellos precisamente el poder separador del ojo. Pero aún suponiendo superadas las dificultades para esta comparación, dice Goodman: "desgraciadamente, la intervención final de un observador humano es tan compleja y tan poco conocida que es difícil dar un criterio que tenga verdaderamente significado". Precisamente nuestro propósito es aplicar esta teoría de formación de imágenes al sistema óptico del ojo y no a un sistema cualquiera.

El Capítulo III trata la "Teoría de la coherencia parcial". En él se recuerdan los conceptos de función de autocorrelación y cross-correlación, intensidad mútua y grado de coherencia entre otros; que se utilizarán en adelante. El teorema de Van Cittert-Zernike nos permitirá calcular el grado de coherencia en la retina.

Si lo expuesto hasta ahora ya supone un indicio de que el ojo, como sistema óptico, puede tener distinto comportamiento con luz coherente o incoherente, esto se evidencia más al considerar la presencia

del moteado en la iluminación coherente. En efecto las imágenes obtenidas con luz coherente presentan un "ruido" que deteriora la calidad de la imagen (Foto-1). Este "ruido", cuyo aspecto es el de una nube de puntos brillantes y oscuros distribuidos al azar, es el moteado. El fenómeno del moteado va íntimamente ligado a la coherencia, de hecho las características del moteado cambian al cambiar el grado de coherencia de la luz utilizada. De ahí que la teoría del capítulo anterior servirá de base para exponer la teoría del moteado en el Capítulo IV. Las propiedades estadísticas de primer orden del moteado nos permitirán calcular el contraste que presenta, así como los valores medios de la amplitud e intensidad en un punto del espacio. Para conocer el tamaño medio de una mota es necesario calcular la función de autocorrelación de la intensidad (estadística de segundo orden). En nuestro caso se trata de estudiar el moteado que aparece en la imagen formada por el ojo de un objeto difusor, por consiguiente calcularemos la función de autocorrelación para nuestro caso particular, y de ella deduciremos la expresión que nos dará el tamaño de la mota para cada una de nuestras condiciones experimentales.

En el capítulo V se citan diferentes técnicas para reducir el moteado. En particular se desarrolla el estudio de la técnica que hemos empleado en nuestro trabajo experimental, que consiste en reducir la coherencia espacial mediante el giro de un difusor interpuesto en el camino del haz luminoso. Al girar el difusor produce unas variaciones de fase al azar en la extensión del haz, convirtiéndolo prácticamente en incoherente por lo que deja de observarse el moteado. Esta luz "*incoherente*" (en realidad parcialmente coherente, pero cuyo grado de coherencia espacial toma un valor muy pequeño) es la que utilizábamos en nuestras medidas para comparar con las medidas hechas con luz coherente; ya que para comparar interesa que las fuentes utilizadas sean de la misma composición espectral.

La Agudeza Visual o poder separador del ojo como instrumento óptico, es la base de nuestras medidas experimentales. Por tanto, para completar la parte teórica, en el Capítulo VI se hace una recopilación de los principales conocimientos que hasta la fecha se tienen sobre la agudeza visual, ya que con luz incoherente ha sido ampliamente estudiada y existen muchos datos en la bibliografía.

En primer lugar calcularemos el poder separador del ojo teóricamente, como si se tratase de un instrumento óptico cualquiera.

Naturalmente veremos que esto sólo sirve para dar una idea aproximada del valor del mismo, pero no permite sacar ninguna conclusión; ya que en un cálculo teórico no pueden tenerse en cuenta muchas condiciones que influyen en el valor del poder separador cuando se determina experimentalmente.

Cómo se determina experimentalmente la agudeza visual, es otro asunto que analizaremos, pues existen distintos criterios, tipos de test, etc que pueden utilizarse y que de hecho han utilizado diversos investigadores para sus trabajos.

Los principales parámetros que influyen en la determinación de la agudeza visual: tiempo de exposición del test, nivel de luminancia, tamaño de la pupila y longitud de onda de la radiación, han dado lugar a numerosos trabajos de los cuales citaremos los más importantes, resaltando las conclusiones de mayor interés.

Por último hacemos un resumen de las principales teorías que se han elaborado, para intentar explicar el fenómeno de la agudeza visual y sus variaciones con la luminancia y demás parámetros, señalando los aciertos y fallos de cada una de ellas.

La parte experimental del trabajo consta de tres experiencias.

En la primera de ellas se mide la agudeza visual con pupilas de diferentes diámetros, tanto con iluminación coherente como incoherente, manteniendo fijas las demás condiciones experimentales. La razón de comenzar con el estudio de la influencia de la pupila, estriba en que ésta juega un papel primordial tanto en la formación de imágenes (función transfer y valor de la frecuencia de corte) como en el tamaño del moteado que son las dos diferencias fundamentales entre la iluminación coherente e incoherente.

Los resultados de esta experiencia nos permitirán discutir cómo influye el tamaño del moteado en el poder separador del ojo con luz coherente. Además de comparar los resultados obtenidos con luz coherente con los de incoherente.

En la segunda experiencia se ha tenido en cuenta que el ojo, además de sistema óptico, es un fotorreceptor y como tal, es importante conocer su comportamiento con distintos niveles de iluminación.

Por otra parte, de entre las características del moteado, la que creemos que puede intervenir en el resultado de las medidas, además del tamaño que ya se ha estudiado en la experiencia anterior, es la

intensidad. Podría ocurrir que el moteado perturbase más o menos en función de la intensidad de sus puntos luminosos. Por estas razones en esta segunda experiencia se ha medido el poder separador con cinco niveles de luminancia, tanto con luz coherente como incoherente.

La tercera experiencia consiste en medir, con luz coherente, la agudeza visual con radiaciones de distintas longitudes de onda. Es generalmente admitido por la mayoría de especialistas en óptica fisiológica, que la longitud de onda,  $\lambda$ , no modifica el valor de la agudeza visual en iluminación incoherente (aunque algunos investigadores dicen haber encontrado alguna ligera diferencia en el amarillo). Sin embargo, en iluminación coherente, nosotros pensamos que sí puede haber una variación de la agudeza visual con la longitud de onda; puesto que el tamaño del moteado, es función de  $\lambda$ . Es decir que pensamos que la agudeza visual, en iluminación coherente, es función de  $\lambda$  a través del moteado. Lo cual si se confirmase establecería también una diferencia entre visión con luz coherente e incoherente.



Fotografía 1.- *Aspecto de un objeto iluminado con luz coherente.*

## PARTE TEORICA

## CAPITULO I

PROCESOS FOTOQUIMICOS Y CEREBRALES DE LA VISION

## PROCESOS FOTOQUIMICOS Y CEREBRALES DE LA VISION

El complejo fenómeno de la visión implica la actuación de diferentes procesos. Estos pueden ser ópticos, fotoquímicos o neurofisiológicos, lo que hace que su estudio se realice desde diferentes campos.

Como explicamos en la introducción, nuestro trabajo se refiere a estudios puramente físicos, como es la influencia que los distintos aspectos de las radiaciones luminosas pueden tener en la formación de imágenes en la retina, y lo que ello conlleva en la respuesta global del sistema visual.

Es evidente, que en esta respuesta global, tendrán una importancia decisiva los procesos fotoquímicos y sobre todo los cerebrales, como lo han puesto de manifiesto los investigadores Wald y Hubhard en lo referente a la fotoquímica y de, Hubel, Wiesel, Zeki. etc, en lo que se refiere a los procesos cerebrales.

Por todo ellos creemos que es importante exponer, aunque sólo sea a grandes rasgos, el proceso fotoquímico de la visión y los últimos resultados de las investigaciones sobre los mecanismos cerebrales de la visión.

### PROCESOS FOTOQUIMICOS

El sistema óptico del ojo forma en la retina una imagen más o menos perfecta del mundo visual que tiene delante. Esta imagen es una distribución determinada de energía en dos dimensiones. Esta energía luminosa, es absorbida por un pigmento cromático contenido en las células fotorreceptoras lo cual produce la ruptura del equilibrio dando lugar al nacimiento del influjo nervioso. Este influjo nervioso es la información que la retina transmite al cerebro de la imagen óptica formada en ella.

Por necesidad este fotorpigmento debe reunir las siguientes condiciones:

1ª.- Ser estable a la oscuridad, ya que en caso contrario seguiríamos viendo en ella.

2ª.- Los productos intermedios que se producen en la reacción y que son los que rompiendo el equilibrio originan la corriente nerviosa, deben desaparecer rápidamente pues de lo contrario seguiríamos viendo cierto tiempo después de extinguirse la luz.

3ª.- La reacción fotoquímica debe de ser reversible reconstituyéndose el pigmento, una vez destruido por la luz, única forma de que no dejemos de ver al cabo de cierto tiempo de estar expuestos a la luz.

Existe un producto, la rodopsina, que reúne estas tres condiciones y con cuya conducta se explica el proceso de visión con luminancias bajas (visión nocturna o escotópica) característica de los bastones; en cuanto a la visión diurna (luminancias medias y altas) propia de los conos, aunque también sabemos quienes son los pigmentos responsables, nuestro conocimiento respecto al proceso fotoquímico de los mismos no es tan completo como el que tenemos de la rodopsina.

En este estudio nos limitaremos al análisis del proceso fotoquímico reversible por ser el único en que se conocen los pasos intermedios.

Boll en 1876 [1] observó desprendiendo de su epitelio la retina de una rana, que tenía un color rosado que se amarilleaba a la luz, deduciendo que dicha retina contenía una sustancia fotosensible que llamó púrpura retineana y que hoy se llama rodopsina porque sólo existe en la retina de bastones (rod = bastón).

Ruhue, por aquellas fechas comprobó la ausencia de rodopsina en la fovea y, con sus colaboradores, la disolvió en sales biliares para poder estudiar su espectro de absorción primera prueba objetiva de la responsabilidad de la rodopsina en la visión nocturna, al coincidir prácticamente esta curva de absorción con la de visibilidad escotópica.

## PROCESO REVERSIBLE DE LA RODOPSINA

La rodopsina está formada por la unión de una proteína especial (opsina) con grupo cromóforo que es responsable de la absorción en el visible.

El cromóforo de la rodopsina ha sido caracterizado por Wald en 1955 [2] [3] a partir de soluciones orgánicas concentradas de retinas amarilleadas por la luz; es una sustancia amarilla, *el retineno* que en solución con cloroformo presenta un máximo de absorción para  $\lambda_m = 385$  nm, y que mezclada con tricloruro de antimonio de una solución azul ( $\lambda_m = 664$  nm) propia de los carotinoideos. Un tratamiento similar aplicado a retinas completamente decoloradas por exposición prolongada a la luz conduce a la vitamina A. Morton y Goodwin (1944) [4] identificaron el retineno con el aldehído de la vitamina A (también llamado retinol por ser el alcohol donde se deriva el retinal).(\*)

Hubhard y Wald (1952) han probado que la acción fotoquímica primaria de la luz sobre la rodopsina es simplemente una *foto-isomerización*: para ser sensible a la luz, el retinal debe de existir no en la forma trans (muy estable) sino en la 11-cis en que la cadena está forzada (forma inestable). La absorción de un fotón, produce retorno de la forma cis a la trans como más estable, y este sería el único efecto primario de la fotoquímica retineana.

En la figura 1 está esquematizado el ciclo completo de la rodopsina. Al romperse la unión retinol con la opsina quedan en libertad los iones - SH que contribuían a la unión y que serán (como veremos más adelante) los que al romper el equilibrio eléctrico, causaran el nacimiento del impulso nervioso. A partir de la mezcla del transretineno y opsina, productos amarillos de la descomposición, se puede regenerar la rodopsina por dos caminos:

(\*) retineno (amarillo) + opsina (inoloro) cuando forman la rodopsina resulta púrpura, debido a la energía de los enlaces entre el retineno y la proteína.

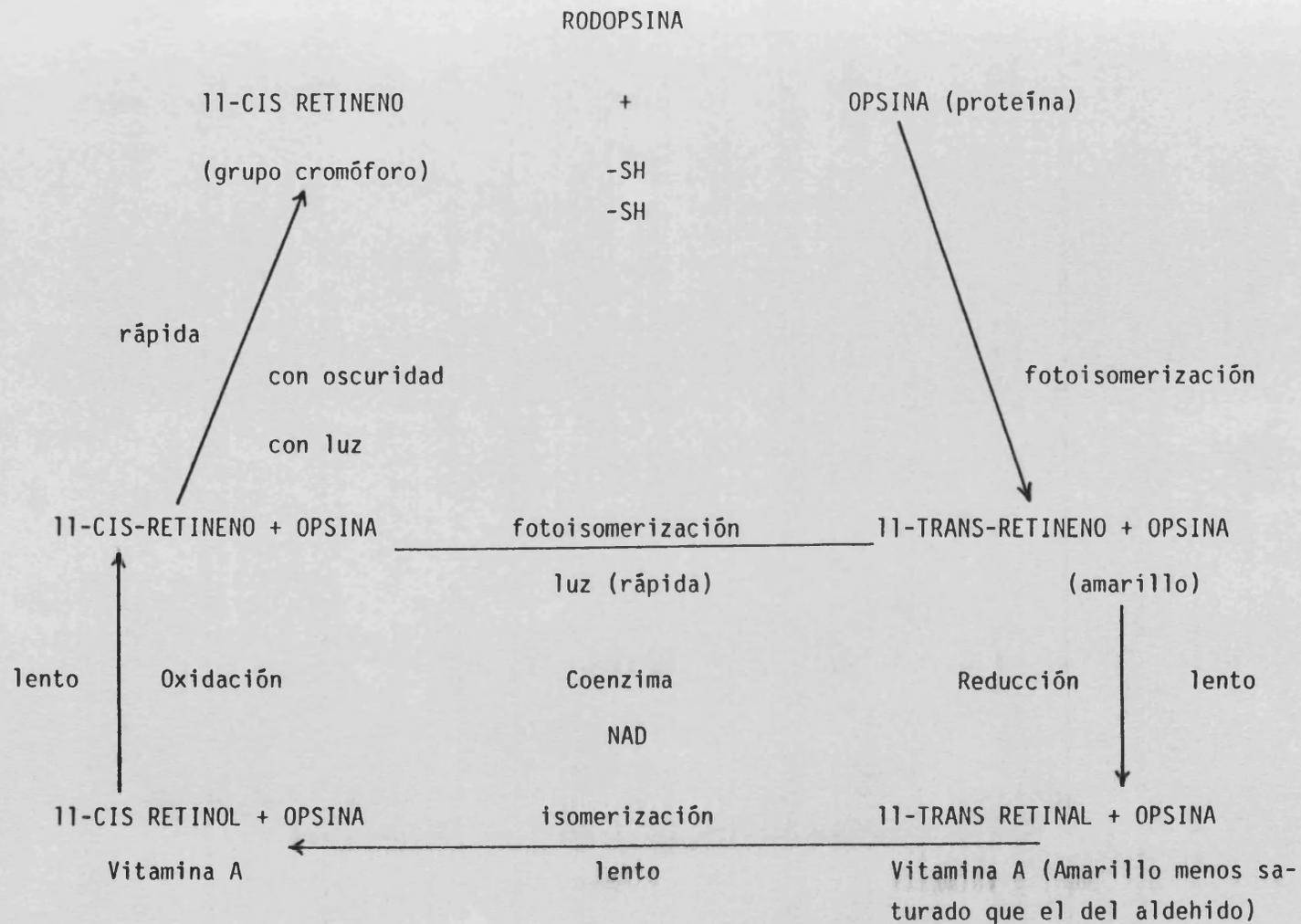


Fig.1

1º camino rápido: basta solamente una luz fuerte (no necesita ayuda de enzima alguna) que al mismo tiempo que rompe el enlace de la rodopsina, actúe también sobre el transretinol convirtiéndolo de nuevo en el 11-cis-retinol (o neoretinol) que con ayuda de los iones -SH se unen de nuevo a la opsina reconstruyendo la rodopsina.

2º camino lento: funciona con independencia de que haya o no luz, pero en cuyo proceso se llega al trans-retinol no después de una primera reducción, obteniéndose retinol (vitamina A), más una oxidación posterior en la que interviene el oxígeno que llega a la retina a través de los capilares sanguíneos (lo que justifica la incidencia en la visión, de la atmósfera viciada o de movimientos bruscos que, por alterar la circulación de la sangre, dificulta la llegada del oxígeno a la retina). En este proceso, para aumentar la velocidad de reacción y facilitar la dirección de la misma, es necesario incrementar la cantidad de vitamina A, lo que también se hace a través de la sangre; si falta la reposición de vitamina A, este camino puede llegar a fallar, por lo que en la oscuridad no habrá medio de recomponer la rodopsina.

En este camino hace falta la presencia de enzimas y coenzimas, siendo la base importante la nicotinamida-adenina, dinucleotido (NAD).

### FOTOQUIMICA DE LOS CONOS

Al hablar de la fotoquímica de los conos, no podemos referirnos a un pigmento sino a pigmentos debido a que estos receptores son los responsables de la visión cromática que se logra, no por acción de un sólo pigmento sino por la acción conjunta de tres, de los que por refractometría sólo se ha podido comprobar la existencia de dos, por Rushton y colaboradores (1955), [5] el clorolabio (pigmento verde) con una longitud de onda dominante  $\lambda = 540$  nm, y el erytrolabio (pigmento rojo), aunque su longitud de onda dominante  $\lambda = 585$  nm está entre el amarillo y el naranja.

## PROCESOS CEREBRALES DE LA VISION

Empezaremos trazando la ruta visual en un primate, desde la retina al cortex. La salida de cada ojo llega al cerebro a través de cerca de un millón de fibras nerviosas empaquetadas entre sí en el nervio óptico. Estas fibras son los axones de las células ganglionares de la retina. Los mensajes procedentes de los elementos fotosensibles, los bastones y los conos, ya han atravesado de dos a cuatro sinapsis y se han relacionado con otros cuatro tipos de células retinianas antes de arribar a las células ganglionares, y se han sucedido asimismo varios análisis finos de la información.

Una proporción grande de las fibras del nervio óptico pasan sin interrupción a dos grupos de células profundamente situadas en el cerebro, los llamados núcleos geniculados laterales, donde forman sinapsis. Las células geniculadas laterales envían, a su vez, sus axones directamente al cortex visual primario. Desde allí, y luego de varias sinapsis, los mensajes son enviados a otros destinos: zonas corticales vecinas, así como a diversos objetivos situados profundamente en el cerebro. Un conjunto de células llega a proyectarse de nuevo sobre los cuerpos geniculados laterales; se desconoce la función de esta ruta de retroacción. Por el momento, el punto principal es que el cortex visual primario no es en modo alguno el fin de la ruta visual. Se trata sólo de un paso, probablemente uno de los primeros, en términos del grado de abstracción de la información que maneja.

Como resultado del entrecruzamiento parcial de los nervios ópticos en el quiasma óptico, el núcleo geniculado y el córtex del lado izquierdo se hallan conectados con las dos semirretinas izquierdas; por tanto, les compete la mitad derecha de la escena visual. Con el núcleo geniculado y el córtex del lado derecho ocurre lo contrario. Cada núcleo geniculado y cada córtex reciben entradas procedentes de los dos ojos, y cada una de estas partes se ocupa de la mitad opuesta del mundo visual.

El cortex cerebral, una placa muy replegada de tejido neural de unos dos milímetros de espesor, es una corteza externa que recubre los hemisferios cerebrales. En el hombre su superficie total es

de unos 1.400 cm<sup>2</sup>. El número de neuronas existentes en el córtex es de aproximadamente 10<sup>5</sup> por mm<sup>2</sup>, lo que daría un total de 10<sup>10</sup> neuronas. Los cuerpos celulares se disponen en media docena de capas que son, alternativamente, pobres y ricas en células. En contraste con estos marcados cambios de densidad celular en capas sucesivas a distintas profundidades del córtex, existe una uniformidad notable en el plano de una capa determinada y en cualquier dirección dentro de ese plano. Así pues, el córtex es bastante uniforme, desde el punto de vista morfológico, en dos de sus dimensiones.

Ya a finales del siglo XIX se empezó a comprender que esta capa de tejido relativamente uniforme se hallaba subdividida en varias regiones distintas dotadas de funciones muy diferentes. Se advirtió que una lesión cerebral, según su localización, podría producir ceguera, parálisis, pérdida del habla o torpeza. Esta relación biunívoca condujo a cartografiar las más evidentes de estas regiones, a saber, región auditiva, somatestésica, del habla y motriz, y visual. Esta última que será la que nos interesará, también se le conoce por córtex visual primario, córtex estriado, o area 17.

Esta cartografía sistemática del córtex, condujo pronto a una conclusión fundamental: la mayor parte de las zonas sensoriales y motrices contenían mapas bidimensionales sistemáticos del mundo que representaban. El mundo visual estaba cartografiado sobre el córtex visual primario, una zona del lóbulo occipital que en el hombre cubre unos 15 cm<sup>2</sup>.

En el córtex visual primario el mapa no se complica con intervalos y discontinuidades, si se exceptua la notable división del mundo visual, con la mitad izquierda proyectada sobre el córtex cerebral derecho y la mitad derecha sobre el córtex cerebral izquierdo (no sabemos por qué las rutas del sistema nervioso muestran esa tendencia a cruzarse).

Característica importante de los mapas corticales es su distorsión, es decir la escala de los mapas varía por zonas; para el córtex la regla es que las regiones de mayor discriminación o de función más precisa ocupan relativamente más zona cortical; en la visión la parte central de la retina tiene una representación unas 35 veces más detallada que la parte periférica lejana.

Ahora bien, aunque la cartografía del córtex significa, como hemos dicho, el primer descubrimiento fundamental, sobre la organización del córtex, no debemos olvidar que el problema principal es saber de que manera analiza el cerebro la información.

La noción básica a tener en cuenta es que la información sobre cualquier modalidad determinada, como la visión o el sonido, se transmite primero a una zona cortical primaria, y desde allí directamente, o a través del tálamo, a un rosario de zonas superiores.

El segundo descubrimiento importante en la organización cortical procede de la labor de Santiago Ramón y Cajal y su discípulo Rafael Lorente de No. Estos investigadores se dieron cuenta de que las operaciones que el córtex realiza sobre la información que recibe son locales. La forma como se realiza esta operación es simple. Conjunto de fibras aportan información al córtex; después de atravesar varias sinapsis, la influencia de la entrada se ha extendido verticalmente a todas las capas celulares; finalmente otros conjuntos de fibras se llevan de la zona mensajes modificados. La información que transporta al córtex una sola fibra puede, en principio, hacerse sentir a través de todo el grosor en unas tres o cuatro sinapsis, mientras que la expansión lateral, se limita a todos los efectos prácticos a unos cuantos milímetros, una proporción reducida de la vasta extensión del córtex.

De todo ello se deduce que todo lo que realice una determinada región del córtex lo hará localmente. En aquellos pasos en los que existe algún tipo de cartografía topográfica sistemática, el análisis debe de ser gradual. Esto es lo que ocurre en el mundo visual, y puesto que existe un orden detallado en la entrada al córtex visual primario, no es probable que esta región haga nada para relacionar la información que entra procedente de muy arriba o muy abajo del horizonte, o la que entra procedente de la parte izquierda o derecha de la escena visual. De ahí se sigue que ni por asomo este puede ser el lugar donde se conserva la percepción real. El tipo de análisis que se realiza en estas zonas corticales del mundo sensorial es local. Luego sólo es posible suponer que a medida que la información sobre la visión es enviada de una zona cortical a la siguiente,

el mapa se hace cada vez más borroso y la información que se transporta menos definida. Sin embargo, sabemos en la actualidad, con cierto detalle, el análisis y las transformaciones que el córtex visual primario realiza en la información que recibe.

Hubel y Wiesel, [6] [7] trabajando sistemáticamente al estimular el sistema visual de un mono, y detectando mediante electrodos las células que respondían, llegaron a la conclusión de que tanto una célula ganglionar retiniana como una célula geniculada responde mejor a una mancha de luz aproximadamente circular de un tamaño determinado en una parte dada del campo visual. El tamaño tiene una importancia crítica, porque el campo receptor de cada célula está dividido, con un centro excitador y una periferia inhibidora (células de "centro encendido") o con la configuración exactamente al revés (células de "centro apagado"). Esta configuración fue descrita en 1953 por S.W. Kuffler. Así pues un punto de luz que ocupe exactamente el centro de una célula de centro encendido es un estímulo más eficaz que un punto mayor que invada la zona inhibidora, o que una luz difusa. Un estímulo lineal (una banda de luz) será eficaz cuando recubra una gran parte de la región central y sólo una pequeña parte de la periferia. Al tener estas células simetría circular, responden bien a este estímulo lineal, cualquiera que sea su orientación. Resumiendo: las células ganglionares retinianas y las células del núcleo geniculado lateral (las células que suministran la entrada al cortex visual) son células con campos receptivos concéntricos y centro-periferia.

Se ocupan primariamente no de evaluar niveles de iluminación, sino de comparar el nivel de luz en una zona pequeña de la escena visual con la iluminación media de la periferia inmediata.

La primera de las dos principales transformaciones que realiza el córtex visual es la redistribución de la información aferente, de manera que la mayoría de sus células respondan no a puntos de luz, sino a segmentos lineales específicamente orientados.

Las neuronas con especificidad de orientación varían en su complejidad. Las células más sencillas, llamadas "simples", se comportan como si recibieran su entrada directamente de distintas células con campos de tipo centro-periferia, de simetría circular. Estas

células se activarán ante una línea orientada de manera óptima, la cual exige que todos los centros de los campos centro-periferia sean excitadores, o todos inhibidores y se hallen situados a lo largo de una línea recta. Tengamos en cuenta, no obstante, que esto es una suposición.

El segundo grupo de neuronas de orientación específica es el constituido por las "células complejas", mucho más numerosas.

Se dividen en varias subcategorías, pero su rasgo principal es que son menos exigentes en lo concerniente a la posición exacta de una línea. Las células complejas se comportan como si recibieran su entrada desde varias células simples, dotadas todas ellas de la misma orientación del campo receptivo, aunque con ligeras diferencias en la situación exacta de sus campos.

Aunque no hay pruebas directas de que las células sensibles a la orientación tengan nada que ver con la percepción visual, es ciertamente tentador pensar que representan algún primer paso en el análisis cerebral de las formas visuales.

La segunda función principal del córtex visual del mono es la de combinar las entradas procedentes de los dos ojos. En los núcleos geniculados laterales una neurona puede responder a la estimulación del ojo izquierdo o a la del derecho, pero ninguna célula responde a la estimulación de los dos ojos. Por sorprendente que nos parezca, habida cuenta de que cada núcleo geniculado recibe entradas de ambos ojos, el hecho es que los núcleos geniculados están contruidos de manera que las entradas procedentes de los dos ojos se mantengan separadas.

Igualmente en el córtex visual las neuronas a las que se extienden las células geniculadas directamente son estrictamente monoculares; lo son asimismo todas las células simples. Por el contrario sólo aproximadamente la mitad de las células complejas son monoculares, en el sentido de que una célula determinada puede activarse sólo al estimular un ojo. El resto de las células pueden ser influenciadas independientemente por ambos ojos.

El siguiente estímulo variable a considerar es la posición del campo receptor en el campo visual. Al describir el núcleo geniculado lateral señalabamos que, en cada capa, el semicampo visual

opuesto forma un mapa topográfico ordenado. En la proyección desde el núcleo geniculado lateral al córtex visual primario este orden se conserva, produciéndose así un mapa cortical del campo visual. Puesto que este mapa ordenado existe, no es ninguna sorpresa que las células vecinas de esta parte del córtex tengan siempre campos receptores que se hallan muy juntos; y, de hecho, suelen superponerse. Si se implanta un microelectrodo en el córtex en ángulo recto con la superficie y se registra una célula tras otra (hasta 100 o 200 células) en capas sucesivamente más profundas, los campos receptores siguen superponiéndose en su mayor parte, apilándose cada nuevo campo sobre los demás.

Al monton de campos superpuestos, cartografiados en una penetración que comienza en cualquier punto del córtex se denomina *campo agregado* de este punto. El tamaño del campo agregado es, evidentemente, función de la excentricidad.

Si el electrodo penetra en dirección oblicua, casi paralelo a la superficie, la dispersión en la posición de los campos de una a otra célula vuelve a ser evidente; pero, ahora, sobre esta dispersión, se superpone una deriva notable en la posición de los campos al estar su dirección dictada por el mapa topográfico de los campos visuales. Y aparece una regularidad interesante: ocurre que mover el electrodo entre uno y dos milímetros produce siempre un desplazamiento en el campo visual que suele ser suficiente para llevarlo a uno a una región completamente distinta. En pocas palabras: el movimiento en el campo visual es aproximadamente el mismo que el tamaño del campo receptor agregado. Para el córtex visual primario, esto es válido, se haga el registro donde se haga. En el centro de visión, los campos y su dispersión asociada son mínimos, pero también lo es el desplazamiento que corresponde al movimiento de un milímetro a lo largo del córtex. Al aumentar la excentricidad (más lejos en el campo visual), el campo, la dispersión y el desplazamiento se hacen mayores, de modo paralelo. Todo parece indicar, pues, que cuanto se necesita en cualquier punto, para ocuparse de una región del mundo visual equivalente al tamaño de un campo agregado no es más que un bloque de córtex, de alrededor de uno a dos milímetros de tamaño.

Estas observaciones sugieren el modo en que el córtex visual resuelve un problema básico, a saber: el de como analizar la escena visual en detalle en la parte central y de manera mucho más tosca en la periferia. En la retina, que se enfrenta con el mismo problema, por razones ópticas evidentes el número de milímetros que corresponde a un grado de campo visual es constante. La retina maneja con detallado pormenor las zonas centrales al tener un número elevadísimo de células ganglionares, cada una de las cuales se responsabiliza de una pequeña zona del campo visual central; la capa de células ganglionares de la parte central de la retina es gruesa, mientras que en la parte periférica de la misma es muy delgada. Del córtex, sin embargo, se diría que tiende a mostrar un grosor uniforme en toda su extensión. Aquí no hay ninguna de las restricciones ópticas que se imponen a la retina; simplemente, de una zona se asigna la fracción correspondiente al problema que hay que tratar.

La organización en un milímetro cuadrado de córtex es, presumiblemente, la misma que en cualquier otro centímetro cuadrado. En esta región entran unos cuantos miles de fibras geniculadas, el córtex realiza su cometido y unas 50.000 fibras salen de ella; en estas fibras una pequeña parte del mundo visual está representada en gran detalle y una parte mayor en menor detalle. La uniformidad del córtex viene sugerida, por el aspecto de secciones teñidas del mismo. Ello resulta obligadamente confirmado cuando se examina luego la arquitectura, observando de manera específica la orientación y la dominancia ocular.

En cuanto a la orientación, parece evidente que el córtex se halle dividido por algún tipo de compartimentos verticales en regiones de orientación constante del campo receptor. Si se implanta un electrodo perpendicularmente a la superficie, todas las células a lo largo de la ruta de penetración presentan orientaciones idénticas o casi idénticas. Por el contrario, si la penetración se realiza oblicua o paralelamente a la superficie no se registra ningún surtido aleatorio de orientaciones sucesivas, sino un orden asombroso. Cada vez que el electrodo avanza de 25 a 50  $\mu$  la orientación óptima cambia unos 10 grados por término medio. En ocasiones esta secuencia cambia súbitamente de sentido, de ir en el de las agujas de un reloj, al contrario. Sin embargo los electrodos sólo

permiten estudiar pequeñas regiones del cerebro; pero afortunadamente se inventó un método anatómico que permitió estudiar grandes regiones. Esto es el procedimiento de Sokoloff, que consiste en inyectar a un animal desoxiglucosa que ha sido marcada con el isótopo radiactivo C-14, estimular al animal de una manera calculada para activar determinadas neuronas y luego examinar inmediatamente el cerebro en busca de radiactividad, lo que revela las zonas activas en las que las células habrán absorbido más desoxiglucosa que las de las áreas inactivas.

Se realizó este experimento con un animal, consistiendo el estímulo en unas bandas verticales blancas y negras que se movían hacia atrás y hacia adelante. Las autoradiografías confirmaron que las secciones cortadas perpendicularmente a la superficie mostraban estrechas bandas de radiactividad cada medio mm aproximadamente, que se extendían por todo el espesor del córtex. Evidentemente, éstas eran regiones que contenían las células que respondían a las líneas verticales. Las secciones cortadas paralelamente a la superficie presentaban un conjunto inesperadamente complejo de bandas espaciadas de un modo periódico. Todo ello indica que el córtex es uniforme, pareciendo además que la maquinaria cortical se repite por lo menos cada mm.

La última variable cuya arquitectura asociada hemos de considerar es la preferencia del ojo. En los estudios con microelectrodos, las células adyacentes resultan preferir casi invariablemente el mismo ojo. Si en penetraciones verticales la primera célula prefería el ojo derecho, lo mismo hacían todas las células, hasta el fondo de la capa VI; si la primera célula prefiere el ojo izquierdo, lo mismo hacían las restantes. Cualquier penetración favorece con igual probabilidad un ojo o el otro. (Puesto que las células de la capa IV son monoculares, se trataba allí no de una preferencia ocular, sino de auténtico monopolio ocular). Cuando la penetración del electrodo es oblicua u horizontal a la superficie, hay una alternancia de preferencias diestras y siniestras, con un cambio bastante abrupto cada medio milímetro aproximadamente. El córtex resulta así hallarse dividido en una segunda serie de regiones cúbicas separadas por paredes verticales que se extienden por todo el espesor

cortical. El sistema de dominancia ocular es aparentemente bastante independiente del sistema de orientación, porque en las penetraciones tangenciales u oblicuas las dos secuencias no guardan ninguna relación manifiesta entre sí.

La función que realizan las columnas de dominancia ocular sigue envuelta aún en el misterio. Sabemos que hay neuronas con todos los grados de preferencia ocular en toda la parte binocular de los campos visuales, y puede ser que un sistema regular y pautado de entradas convergentes garantice que la distribución será uniforme y que no habrá privilegios casuales para ningún ojo en ningún lugar. No está claro por qué razón tienen que existir esos grados de preferencia ocular en todas partes, aunque es posible que tendrán algo que ver con la percepción estereoscópica de la profundidad.

A partir de todo lo que se ha descubierto acerca del córtex visual primario, se puede afirmar con seguridad que una pieza elemental del córtex es un bloque cuya área mide alrededor de un milímetro cuadrado y tiene dos milímetros de profundidad. Conocer la organización de esta brizna de tejido significa conocer la de toda el Area 17; el conjunto debe ser una versión repetida de esa unidad elemental. Nadie debe suponer que la unidad elemental sea un bloque discreto y separado. Que el conjunto de placas de orientación comience con una placa que representa una orientación vertical, oblicua u horizontal es completamente arbitrario; también lo es el hecho de que una secuencia de dominancia ocular empiece con un par de placas de dominancia izquierda-derecha o bien con uno derecha-izquierda. Lo mismo puede decirse de un cristal unitario de cloruro sódico.

Entonces, ¿a que se parece la escena visual cuando se proyecta sobre el córtex visual?. Supongase que un animal fija su mirada en algún punto y que el único objeto en el campo visual sea una línea recta situada por encima y un poco a la izquierda del punto en el que fija la mirada. Si cada célula activa tuviera que excitarse, y si uno pudiera situarse sobre el córtex y mirarlo, ¿cual sería la pauta estructural?. Para hacer el problema más interesante, imaginemos que la estructura sólo es vista por un ojo. De acuerdo con la arquitectura que acabamos de describir, la pauta que se observaría no sería una línea, sino un mero conjunto de manchas regularmente espaciadas. El razonamiento puede comprobarse directamente si se expone un mono con un ojo cerrado a un conjunto de bandas verticales y se

realiza una autoradiografía de desoxiglucosa. La pauta resultante no debería sorprender a nadie: se trata de un conjunto de manchas espaciadas regularmente, que representa la intersección de los dos conjuntos de sistemas de columnas.

¿Por qué la evolución se ha tomado el trabajo de diseñar una estructura tan complicada?. Quizá la teoría más plausible sea la que sostiene que los sistemas de columnas constituyen una solución al problema de representar más de dos dimensiones sobre una superficie bidimensional. El córtex opera, al menos con cuatro conjuntos de valores: dos para las variables de posición  $x$  e  $y$  del campo visual, una para la orientación y otra para los distintos grados de preferencia ocular. Las dos coordenadas de superficie se utilizan para designar la posición; las otras dos variables se ajustan al repartir el córtex en subdivisiones tan finas que puede correrse a lo largo de un conjunto completo de orientaciones o de preferencias oculares, y, sin embargo, tener, en la posición del campo visual, un desplazamiento mínimo con respecto a la resolución en esta zona del mundo visual.

Con toda probabilidad, el córtex es además responsable de la interpretación del color, del movimiento y de la profundidad estereoscópica, pero se sigue sin saber hasta que punto. Hay indicios (apoyados en las investigaciones que Hubel, Wiesel y otros autores, han hecho sobre la profundidad y de las que sobre el color realizó Semir Zeki), de que las zonas visuales corticales superiores a la que se proyecta la zona primaria directa o indirectamente pueden estar especializadas en el manejo de estas variables, pero falta mucho camino para conocer qué supone esta manipulación.

¿Qué sucede más allá de la zona visual primaria?. ¿Como se explota en pasos ulteriores la información acerca de la orientación?. ¿Hay que esperar qué en última instancia se halle una célula que responda específicamente a un detalle muy particular?.

Parece poco probable que exista una célula tal; pero en la actualidad no existe ninguna otra alternativa.

BIBLIOGRAFIA

- [1] Boll. Monats, Akad, Wiss. Berlin. 41. 783 (1876)
- [2] Wold, Brown, Smith. J. Gen. Physiol. 38. 623 (1955)
- [3] Wold. Science 127, 222 (1958)
- [4] Morton, Godwin, Nature, 153, 405, (1944)
- [5] Rushton, Campbell, Hagens, Bridley. Opt. Act. 1, 183 (1955)
- [6] D. Hubel, T. Wiesel. El Cerebro. Ed. Labor. (1980)
- [7] D. Hubel, T. Wiesel. Proc. Roy. Soc. Lond. B. Biol. Sci. 198, 1, (1977)

## CAPITULO II

### FORMACION DE IMAGENES

## FORMACION DE IMAGENES

La información que la retina transmite al cerebro después del proceso fotoquímico dependerá, lógicamente de la calidad de la imagen formada por el aparato óptico en la misma. Si bien sabemos que esta imagen no es, ni mucho menos perfecta en cuanto a lo que nosotros entendemos por tal, es lo suficiente como para que el cerebro extraiga la información que necesita. Sin embargo, si esta imagen la deterioramos en determinados sentidos, se producirá una pérdida de información irrecuperable por el cerebro. Si por el contrario podemos mejorarla puede que obtengamos a su vez una mejora del proceso visual global o en algún aspecto del mismo.

La influencia que el grado de coherencia de la luz tiene en la formación de imágenes, puede ser lo suficientemente importante como para que afecte en algún sentido al proceso visual. Por esta razón en este capítulo haremos un resumen de la teoría de la formación de imágenes y de la influencia que en ella tiene el grado de coherencia de la luz.

### FORMACION DE IMAGENES POR UN SISTEMA OPTICO

Si comenzamos por simplificar el problema, al considerar iluminación monocromática y sistema libre de aberraciones, es decir, limitado por la difracción, y aceptando el criterio de lord Rayleigh según el cual los efectos de la difracción resultan de las dimensiones finitas de la pupila de salida, podremos representar la amplitud en el plano imagen por la integral de superposición:

$$U_i(x_i, y_i) = \iint_{-\infty}^{+\infty} h(x_i, y_i; x_o, y_o) U_o(x_o, y_o) dx_o dy_o \quad (1)$$

donde  $h$  es la amplitud de la respuesta del sistema en un punto del plano imagen de coordenadas  $(x_i, y_i)$ , cuando el objeto es un punto fuente de coordenadas  $(x_o, y_o)$ . En ausencia de aberraciones, la respuesta  $h$  es una onda esférica de extensión limitada que converge a partir de la pupila de salida hacia un punto geométrico imagen de coordenadas  $(x_i = Mx_o, y_i = My_o)$ . Donde  $M$  es el aumento del sistema.

Por otra parte sabemos que la distribución de amplitud luminosa alrededor de un punto geométrico imagen es simplemente la figura de difracción de Fraunhofer de la pupila de salida centrada en el punto de coordenadas  $(Mx_0, My_0)$ , por consiguiente:

$$h(x_i, y_i; x_0, y_0) = K \iint_{-\infty}^{+\infty} P(x, y) \exp\left\{-j \frac{2\pi}{\lambda d_i} [(x_i - Mx_0)x + (y_i - My_0)y]\right\} dx dy \quad (2)$$

donde  $k$  es una constante compleja,  $d_i$  la distancia imagen y  $P$  la función pupila que vale 1 en el interior y cero en el exterior.

Haciendo una serie de cambios de variables y operando podemos escribir:

$$\tilde{h} = \frac{1}{K\lambda^2 d_i^2} h \quad y \quad U_g(x'_0, y'_0) = K \frac{\lambda^2 d_i^2}{M^2} U_0\left(\frac{x'_0}{M}, \frac{y'_0}{M}\right) \quad (3)$$

donde  $\tilde{h}$  es la respuesta impulsional determinada por la pupila de salida del sistema y que se puede escribir como:

$$\tilde{h}(x_i, y_i) = \iint_{-\infty}^{+\infty} P(\lambda d_i u_x, \lambda d_i u_y) \exp[-j2\pi(x_i u_x + y_i u_y)] du_x du_y \quad (4)$$

y  $U_g$  es la imagen ideal propuesta por la óptica geométrica. Así la integral de superposición (1) la expresaremos como:

$$U_i(x_i, y_i) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{h}(x_i - x'_0, y_i - y'_0) U_g(x'_0, y'_0) dx'_0 dy'_0 \quad (5)$$

que nos da la imagen en el caso general como la convolución de  $\tilde{h}$  con  $U_g$ .

Ahora bien como hemos dicho, esto es para el caso de iluminación monocromática perfecta. Esto no es cierto prácticamente nunca. En el

mejor de los casos podremos tener iluminación cuasimonocromática, como es el caso nuestro, en que las experiencias las realizamos todas utilizando como fuente un láser.

Para extender este estudio al caso de iluminación cuasimonocromática lo que hay que hacer es expresar las amplitudes complejas no sólo como función de las coordenadas espaciales (caso monocromático), sino además como función del tiempo. Sin embargo se puede ver que la amplitud compleja  $U(p,t)$  obedece a las mismas leyes de propagación que la amplitud compleja independiente del tiempo, de una perturbación monocromática de frecuencia  $\bar{\nu}$ , si se cumple la condición de cuasimonocromaticidad, es decir:

$$\frac{\Delta\nu}{\bar{\nu}} \ll 1 \quad \text{o} \quad S_2 - S_1 < \frac{\bar{\lambda}^2}{\Delta\lambda}$$

donde  $\Delta\nu$  es la anchura de banda de la perturbación,  $\bar{\nu}$  y  $\bar{\lambda}$  la frecuencia y longitud de onda media y  $S_2 - S_1$  la longitud del camino óptico más largo considerado.

Satisfecha esta condición podemos utilizar la relación (5) para representar la amplitud compleja en el plano imagen por la convolución

$$U_i(x_i, y_i; t) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{h}(x_i - x'_0, y_i - y'_0) U_0(x'_0, y'_0, t) dx'_0 dy'_0 \quad (6)$$

esta  $\tilde{h}$  es la misma que la de la expresión (4), con tal de cambiar la  $\lambda$  por la longitud de onda media  $\bar{\lambda}$ .

Como a fin de cuentas lo que nos interesa es la intensidad en el plano imagen, escribiremos:

$$I_i(x_i, y_i) = \langle U_i(x_i, y_i; t) U_i^*(x_i, y_i; t) \rangle \quad (7)$$

y para calcular esta cantidad, tendremos que distinguir entre el caso de iluminación coherente, incoherente y parcialmente coherente.

### ILUMINACION COHERENTE

En este caso las amplitudes complejas en el plano objeto no difieren más que por constantes complejas.

Se deduce que la intensidad viene dada aquí por la expresión:

$$I(x_i, y_i) = \left| \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{h}(x_i - x'_0, y_i - y'_0) U_g(x'_0, y'_0) dx'_0 dy'_0 \right|^2 \quad (8)$$

y que el sistema óptico utilizado en luz coherente está descrito por la convolución:

$$U_i(x_i, y_i) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{h}(x_i - x'_0, y_i - y'_0) U_g(x'_0, y'_0) dx'_0 dy'_0 \quad (9)$$

donde se ve que para este caso un sistema óptico es lineal en amplitud compleja.

### ILUMINACION INCOHERENTE

En este caso se deduce que la intensidad en el plano imagen viene dada por:

$$I_i(x_i, y_i) = \iint_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{h}(x_i - x'_0, y_i - y'_0)|^2 I_g(x'_0, y'_0) dx'_0 dy'_0 \quad (10)$$

donde se ve que la intensidad imagen es una convolución de la intensidad ideal  $I_g$  y de una respuesta impulsional  $|\tilde{h}|^2$ , y que cuando la iluminación del objeto es incoherente el sistema óptico realiza una transformación lineal de la intensidad.

### ILUMINACION PARCIALMENTE COHERENTE

En lugar de amplitudes o intensidades, en este caso la magnitud

que hay que considerar es la intensidad m\u00fatua.

Si  $J_0(x_0, y_0; x'_0, y'_0)$  es la intensidad m\u00fatua para los puntos  $(x_0, y_0)$ ,  $(x'_0, y'_0)$  del plano objeto, y  $h(x_0, y_0; x_i, y_i)$  es la funci\u00f3n respuesta del sistema; de acuerdo con la ley de propagaci\u00f3n de la intensidad m\u00fatua, la intensidad m\u00fatua en el plano imagen vendr\u00e1 dada por:

$$J_i(x_i, y_i; x'_i, y'_i) = \iiint_{-\infty}^{+\infty} J_0(x_0, y_0; x'_0, y'_0) h(x_0, y_0; x_i, y_i) \cdot h^*(x'_0, y'_0; x'_i, y'_i) dx_0 dy_0 dx_i dy_i \quad (11)$$

Suponiendo que el objeto es tan peque\u00f1o que la zona del sistema que ocupa se puede considerar isoplan\u00e1tica; es decir, que para todos los puntos de \u00e9l  $h(x_0, y_0; x_i, y_i)$  puede sustituirse con buena aproximaci\u00f3n por  $h(x_i - x_0; y_i - y_0)$ , la ecuaci\u00f3n anterior queda:

$$J_i(x_i, y_i; x'_i, y'_i) = \iiint_{-\infty}^{+\infty} J_0(x_0, y_0; x'_0, y'_0) h(x_i - x_0, y_i - y_0) \cdot h^*(x'_i - x'_0, y'_i - y'_0) dx_0 dy_0 dx'_0 dy'_0 \quad (12)$$

Vamos a recordar ahora las expresiones fundamentales en el an\u00e1lisis frecuencial de sistemas formadores de im\u00e1genes. Para esto distinguiremos tambi\u00e9n los tres casos de iluminaci\u00f3n coherente, incoherente y parcialmente coherente, escribiendo en cada caso la funci\u00f3n transfer correspondiente.

Si bien en este primer estudio sobre influencia de la coherencia de la luz en la visi\u00f3n, no hemos abordado el c\u00e1lculo experimental de la funci\u00f3n transfer, vamos a dar no obstante las expresiones generales de las mismas calculando las frecuencias de corte correspondientes, que s\u00ed nos servir\u00e1n para la discusi\u00f3n de nuestros resultados.

## ILUMINACION COHERENTE

Como ya hemos dicho el an\u00e1lisis de sistemas en iluminaci\u00f3n coherente

nos permite dar a la transformación en amplitud una forma espacialmente invariante como se ve en la expresión (9).

Vemos que en este caso se puede aplicar directamente el concepto de función transfer. Para lo cual definimos la función transfer como la transformada de Fourier de la respuesta impulsional espacialmente invariante:

$$H(f_x f_y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{n}(x_i, y_i) \exp[-j2\pi(f_x x_i + f_y y_i)] dx_i dy_i \quad (13)$$

Aplicando el teorema de la convolución y teniendo en cuenta que  $G_i(f_x, f_y)$  y  $G_g(f_x, f_y)$  son los espectros respectivamente de las funciones de salida y entrada, se tiene,

$$G_i(f_x f_y) = H(f_x f_y) \cdot G_g(f_x f_y) \quad (14)$$

Luego  $H$  será la función transfer coherente. Ahora bien, como  $H$  es la transformada de Fourier de  $\tilde{n}$  y ésta según la expresión (4) se puede escribir en función de la pupila  $P$ , se puede concluir que  $H$  es igual a:

$$H(f_x f_y) = P(\lambda d_i f_x, \lambda d_i f_y) \quad (15)$$

expresión que aplicaremos a nuestro caso particular.

#### ILUMINACION INCOHERENTE

Hemos visto que en sistemas ópticos con iluminación incoherente la intensidad viene dada por la integral de convolución (10). El análisis frecuencial de  $I_i$  muestra que se puede considerar que tales sistemas efectúan transformaciones lineales de distribuciones de intensidad.

En este caso se definen los espectros frecuenciales normalizados de  $I_g$  e  $I_i$  por,

$$G'_g(f_x f_y) = \frac{\iint_{-\infty}^{+\infty} I_g(x'_0 y'_0) \exp[-j2\pi(f_x x'_0 + f_y y'_0)] dx'_0 dy'_0}{\iint_{-\infty}^{+\infty} I_g(x'_0 y'_0) dx'_0 dy'_0} \quad (16)$$

$$G'_i(f_x f_y) = \frac{\iint_{-\infty}^{+\infty} I_i(x_i y_i) \exp[-j2\pi(f_x x_i + f_y y_i)] dx_i dy_i}{\iint_{-\infty}^{+\infty} I_i(x_i y_i) dx_i dy_i}$$

donde estan normalizados por el valor de la integral para las frecuencias nulas. La razón física de esta normalización estriba en que como la intensidad nunca puede ser negativa, toda distribución de la misma posee siempre una componente continua no nula, es decir un fondo constante.

De una manera análoga se puede definir la función transfer normalizada del sistema por,

$$H'(f_x f_y) = \frac{\iint_{-\infty}^{+\infty} |\hat{n}(x_i y_i)|^2 \exp[-j2\pi(f_x x_i + f_y y_i)] dx_i dy_i}{\iint_{-\infty}^{+\infty} |\hat{n}(x_i y_i)|^2 dx_i dy_i} \quad (17)$$

y aplicando el teorema de la convolución se obtiene entonces en el dominio de frecuencias

$$G'_i(f_x f_y) = H'(f_x f_y) \cdot G'_g(f_x f_y) \quad (18)$$

donde la función  $H'$  se le llama *función transfer óptica* (FTO). Su módulo  $|H'|$  se le conoce como *función transfer de modulación* (FTM).

Por otra parte las propiedades más generales de la FTO son:

- 1 -  $H'(0, 0) = 1$
- 2 -  $H'(-f_x, -f_y) = H^*(f_x, f_y)$
- 3 -  $|H'(f_x, f_y)| \leq |H(0, 0)|$

### RELACION FUNCION TRANSFER COHERENTE - FTO

Teniendo en cuenta el teorema de autocorrelación y las expresiones:

$$H(f_x, f_y) = T\{\tilde{h}\}$$

$$H'(f_x, f_y) = \frac{T\{|\tilde{h}|^2\}}{T\{|\tilde{h}|^2\}_{f_x=0, f_y=0}}$$

Se obtiene después de un cambio de variables la expresión simétrica

$$H'(f_x, f_y) = \frac{\iint_{-\infty}^{+\infty} H\left(\xi + \frac{f_x}{2}, \eta + \frac{f_y}{2}\right) H^*\left(\xi - \frac{f_x}{2}, \eta - \frac{f_y}{2}\right) d\xi d\eta}{\iint_{-\infty}^{+\infty} |H(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta} \quad (19)$$

Relación fundamental entre los sistemas coherente e incoherente. Esta expresión también es válida para los sistemas que presenten aberraciones.

Con todo esto es fácil ver que para calcular la FTO de un sistema, calcularemos primero la función transfer coherente, que como sabemos es la pupila

$$H(f_x, f_y) = P(\lambda d_i f_x, \lambda d_i f_y)$$

para posteriormente utilizando la expresión (19) en la que sustituiremos  $H$  por  $P$ , obtener

$$H'(f_x, f_y) = \frac{\iint_{-\infty}^{+\infty} P\left(\xi + \frac{\lambda d_i f_x}{2}, \eta + \frac{\lambda d_i f_y}{2}\right) P\left(\xi - \frac{\lambda d_i f_x}{2}, \eta - \frac{\lambda d_i f_y}{2}\right) d\xi d\eta}{\iint_{-\infty}^{+\infty} P(\xi, \eta) d\xi d\eta} \quad (20)$$

donde en el denominador se ha podido cambiar  $P^2$  por  $P$  porque la función pupilar sólo toma los valores 0 ó 1.

Vemos que el numerador representa la parte común de dos funciones pupilares idénticas, una centrada en el punto de coordenadas  $(\lambda d_i f_x / 2, \lambda d_i f_y / 2)$  y la otra en el  $(-\lambda d_i f_x / 2, -\lambda d_i f_y / 2)$ . Y el denominador es simplemente el área total de la pupila.

#### ILUMINACION PARCIALMENTE COHERENTE

Volvamos a la ecuación (12) que representa la transmisión de la intensidad mútua a través de un sistema óptico.

Si escribimos  $J_0$  y  $J_i$  y el producto  $hh^*$  en forma de integrales de Fourier cuatri-dimensionales.

$$J_0(x_0, y_0; x'_0, y'_0) = \iiint_{-\infty}^{+\infty} K_0(f_x, f_y; f'_x, f'_y) \cdot e^{-i2\pi(f_x x_0 + f_y y_0 + f'_x x'_0 + f'_y y'_0)} df_x df_y df'_x df'_y \quad (21a)$$

$$J_i(x_i, y_i; x'_i, y'_i) = \iiint_{-\infty}^{+\infty} K_i(f_x, f_y; f'_x, f'_y) \cdot e^{-i2\pi(f_x x_i + f_y y_i + f'_x x'_i + f'_y y'_i)} df_x df_y df'_x df'_y \quad (21b)$$

$$h(x, y)h^*(x, y) = \iiint_{-\infty}^{+\infty} M(f_x, f_y; f'_x, f'_y) \cdot e^{-i2\pi(f_x x + f_y y + f'_x x' + f'_y y')} df_x df_y df'_x df'_y \quad (21c)$$

y la transformada de Fourier inversa nos daría las expresiones de  $k_0$ ,  $k_i$  y  $M$ .

Aplicando el teorema de la convolución a la ecuación (12) se obtiene la relación:

$$K_i(f_x, f_y; f'_x, f'_y) = M(f_x, f_y; f'_x, f'_y) \cdot K_0(f_x, f_y; f'_x, f'_y) \quad (22)$$

Esta fórmula indica, que si las intensidades mutuas en los planos objeto e imagen están representadas como superposición de componentes armónicos-espaciales cuatri-dimensionales de todas las frecuencias espaciales posibles  $(f_x, f_y; f'_x, f'_y)$ , cada componente en la imagen depende sólo del correspondiente componente en el objeto, y la razón entre ambas componentes es igual a  $M$ . A  $M$  se le llama función respuesta en frecuencia para luz cuasi-monocromática parcialmente coherente.

Igual que en los casos anteriores de iluminación coherente e incoherente, la función respuesta en frecuencias  $M$  se relaciona de una manera simple con la función pupila del sistema. Si representamos  $h$  por una integral de Fourier bidimensional,

$$h(x, y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} H(f_x, f_y) \cdot e^{-i2\pi(f_x x + f_y y)} df_x df_y \quad (23)$$

y la sustituimos por  $h$  en la inversa de (21C) encontramos que:

$$M(f_x, f_y; f'_x, f'_y) = H(f_x, f_y) \cdot H^*(-f'_x, -f'_y) \quad (24)$$

Pero, por la ecuación (15),  $H(f_x, f_y)$  es igual al valor de la función pupila  $P(x, y)$  del sistema en el punto de coordenadas  $(\lambda d_i f_x, \lambda d_i f_y)$ . De este modo la función respuesta en frecuencias para luz cuasi-monocromática parcialmente coherente está relacionada con la función pupila del sistema por la fórmula

$$M(x/\lambda d_i, y/\lambda d_i; x'/\lambda d_i, y'/\lambda d_i) = P(x, y) \cdot P^*(-x', -y') \quad (25)$$

Puesto que la función pupila es cero para puntos fuera del área de la pupila de salida, se deduce, como anteriormente, que las frecuencias por encima de ciertos valores no son transmitidas. Si la pupila de salida es un círculo de radio  $l/2$ , las componentes de la intensidad mútua que corresponden a frecuencias  $(f_x, f_y; f_x, f_y)$  para las cuales

$$f_x^2 + f_y^2 > (l/2\bar{\lambda}d_i)^2 \quad \text{ó} \quad f_x'^2 + f_y'^2 > (l/2\bar{\lambda}d_i)^2 \quad (26)$$

no son transmitidas. Donde  $\bar{\lambda}$  es la longitud de onda media en el espacio imagen.

En la Tabla I están las fórmulas básicas de la formación de imágenes con iluminación parcialmente coherente, junto con las de iluminación coherente e incoherente. Las fórmulas correspondientes a la iluminación incoherente pueden deducirse, de las fórmulas generales (22), (24) y (25) suponiendo  $J_0$  de la forma  $J_0(x_0, y_0; x'_0, y'_0) = I_0(x_0, y_0) \cdot \delta(x'_0 - x_0) \cdot \delta(y'_0 - y_0)$  siendo  $\delta$  la función delta de Dirac, pero el cálculo es muy pesado y no vamos a hacerlo aquí. Las fórmulas correspondientes al caso especial de iluminación perfectamente monocromática (y por tanto completamente coherente) derivan de aquellas más fácilmente expresando la intensidad mútua de la forma

$$J_0(x_0, y_0; x'_0, y'_0) = U_0(x_0, y_0) U_0^*(x'_0, y'_0)$$

TABLA - I

"Acción de un sistema óptico desde un punto de vista de su respuesta a frecuencias espaciales"  
 (Suponiendo zona objeto isoplanática)

Iluminación	Magnitud básica	Transmisión del objeto a la imagen	Función respuesta en frecuencia
<i>Coherente</i>	<i>Amplitud compleja</i> $U(x,y)$	$G_i(f_x, f_y) = H(f_x, f_y) \cdot G_g(f_x, f_y)$	$H(f_x, f_y)$
<i>Incoherente</i>	<i>Intensidad</i> $I(x,y)$	$G'_i(f_x, f_y) = H'(f_x, f_y) \cdot G'_g(f_x, f_y)$	$H'(f_x, f_y) = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} H(\xi+f_x/2, \eta+f_y/2) H^*(\xi-f_x/2, \eta-f_y/2) d\xi d\eta}{\iint_{-\infty}^{\infty}  H(\xi, \eta) ^2 d\xi d\eta}$
<i>Parcialmente coherente</i>	<i>Intensidad mútua</i> $J(x,y;x',y')$	$K_i(f_x, f_y; f'_x, f'_y) = M(f_x, f_y; f'_x, f'_y) \cdot K_o(f_x, f_y; f'_x, f'_y)$	$M(f_x, f_y; f'_x, f'_y) = H(f_x, f_y) \cdot H^*(-f'_x, -f'_y)$

## EFFECTOS DE LAS ABERRACIONES

La forma más fácil de tratar este tema, es suponer en la pupila de salida una lámina de fase que distorsione la onda esférica perfecta. Si se representa esta lámina de fase por  $KW(x,y)$ , donde  $K=2\pi/\lambda$  y  $W$  es la variación de camino óptico que interviene, la transmitancia compleja  $P'$  de la lámina de fase efectiva es entonces

$$P'(x,y) = P(x,y) \exp[jkW(x,y)] \quad (27)$$

Se llamará a la función  $P'$  "función pupilar generalizada".

Teniendo en cuenta esto se podrá escribir la función transfer coherente como:

$$H(f_x, f_y) = P'(\lambda d_i f_x, \lambda d_i f_y) = P(\lambda d_i f_x, \lambda d_i f_y) \exp[jkW(\lambda d_i f_x, \lambda d_i f_y)] \quad (28)$$

donde se ve que el único efecto de las aberraciones es introducir distorsiones de fase en el interior de la banda pasante.

Con este resultado y la expresión (19) que relaciona los sistemas coherentes e incoherentes se puede deducir cuales serán los efectos de las aberraciones sobre la FTO.

Sin entrar en demostraciones, diremos que se llega a la desigualdad.

$$|H'(f_x, f_y)| \text{ con aberraciones} < |H'(f_x, f_y)| \text{ sin aberraciones}$$

O sea, la frecuencia de corte queda igual, pero la presencia de aberraciones atenúa las partes de la FTO correspondientes a frecuencias elevadas, con lo que en realidad la frecuencia de corte efectiva es inferior a la red (correspondiente a un sistema sin aberraciones). También puede ocurrir que la FTO tome valores negativos, lo que se traduce en una

inversión de contraste para las componentes de la imagen correspondientes a esas frecuencias.

## COMPARACION DE LA FORMACION DE IMAGENES CON LUZ COHERENTE E INCOHERENTE

Hasta aquí hemos visto la teoría general, en lo que sigue vamos a establecer comparaciones y para ello nos centraremos en los dos casos extremos y más simples de coherente e incoherente.

Esta comparación es bastante más compleja de lo que parece a priori.

Por ejemplo, como veremos cuando apliquemos lo visto hasta ahora a nuestro caso particular, la frecuencia de corte en iluminación incoherente es el doble que la coherente, por lo que cabría pensar que siempre dará mejores imágenes la iluminación incoherente que la coherente. Este razonamiento tiene, sin embargo, el error de comparar directamente las dos frecuencias, ya que la frecuencia de corte en iluminación coherente define la componente de frecuencia máxima en *amplitud imagen*, mientras que en incoherente define la componente de frecuencia máxima en *intensidad imagen*. Aunque como es obvio la cantidad observable es siempre la intensidad.

Por otra parte, también es muy difícil definir qué entendemos por imagen mejor.

Sin embargo, para algunos aspectos, sí es posible hacer alguna comparación objetiva.

Por ejemplo, se puede comparar el espectro de frecuencias de la intensidad imagen. Mientras en iluminación incoherente el sistema es lineal en intensidad, en iluminación coherente no lo es del todo.

En iluminación incoherente la intensidad imagen viene dada por

$$I_i = |\tilde{n}|^2 * |U_g|^2$$

y en coherente por,

$$I_i = |\tilde{n} * U_g|^2$$

Los espectros frecuenciales en intensidad imagen son,

$$\text{Incoherente} \quad T\{I_i\} = [H \bullet H][G_g \bullet G_g]$$

$$\text{Coherente} \quad T\{I_i\} = [HG_g] \bullet [HG_g]$$

donde el símbolo  $\bullet$  define el producto de autocorrelación.

Realmente no se puede decir qué caso es el mejor, sino solamente que pueden ser muy diferentes. Se podría demostrar casos en que es mejor la iluminación coherente, y casos en que es mejor la incoherente.

Otro criterio posible de comparación, y que resulta muy interesante para nuestro estudio experimental en concreto, es el que se refiere al poder de resolución de dos puntos.

Según el criterio de resolución de lord Rayleigh, dos puntos fuentes incoherentes, son resolubles por un sistema limitado por la difracción cuando el centro del disco de Airy producido por uno de los dos puntos coincide con el primer cero del disco de Airy del segundo punto. Por consiguiente la distancia mínima resoluble vendrá dada por

$$\delta = 1,22 \frac{\lambda d_i}{l} \quad (29)$$

donde  $l$  es el diámetro de la pupila de salida. La figura 1 representa la distribución de intensidad en la imagen en el caso de separación mínima. Pues bien, primeramente la noción de frecuencia límite o de corte, cuya expresión es bien simple es suficiente para caracterizar un sistema completamente y servirá para reemplazar ventajosamente a la expresión tradicional del poder separador expresado anteriormente.

Con el criterio de Lord Rayleigh, aunque dos puntos esten a la distancia ubicada el reparto de energía en la imagen presenta un mínimo, según se observa en la figura 1, igual a 0,775 del valor de los dos máximos, pero es evidente que se pueden aproximar los dos puntos conservando todavía la separación y aunque el mínimo desaparezca un observador entrenado reconocerá la existencia de dos puntos por el hecho de que la mancha

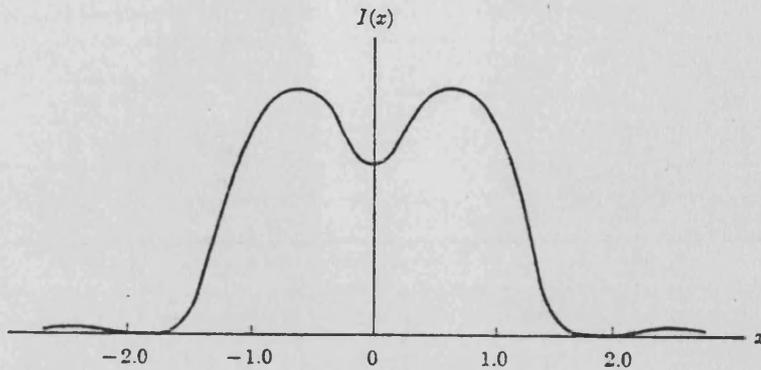


Fig - 1

*Intensidad imagen de dos puntos incoherentes separados por la distancia mínima de Rayleigh.*

de la imagen presenta un halo elíptico. Con la frecuencia de corte asociada al conocimiento completo de la ley de transmisión en función de la frecuencia, se aporta por el contrario toda la información sobre la ley de correspondencia entre el objeto y la imagen.

Ahora bien, manteniendo el criterio de Lord Rayleigh cabría preguntarse, si los dos puntos separados por la distancia  $\delta$  serían más fáciles o más difíciles de resolver en iluminación coherente o incoherente.

Como ocurre en los ejemplos de este tipo la respuesta depende de la distribución de fase del objeto.

La variación de intensidad de la imagen en coordenadas normalizadas se puede escribir:

$$I(x) = \left| 2 \cdot \frac{J_1[\pi(x-0,61)]}{\pi(x-0,61)} + e^{j\vartheta} 2 \cdot \frac{J_1[\pi(x+0,61)]}{\pi(x+0,61)} \right|^2 \quad (30)$$

donde  $\vartheta$  es la diferencia de fase entre los dos puntos. La figura 2

representa las distribuciones de intensidad imagen para dos puntos en fase ( $\phi=0^\circ$ ), en cuadratura ( $\phi=90^\circ$ ) y en oposición de fase ( $\phi=180^\circ$ ).

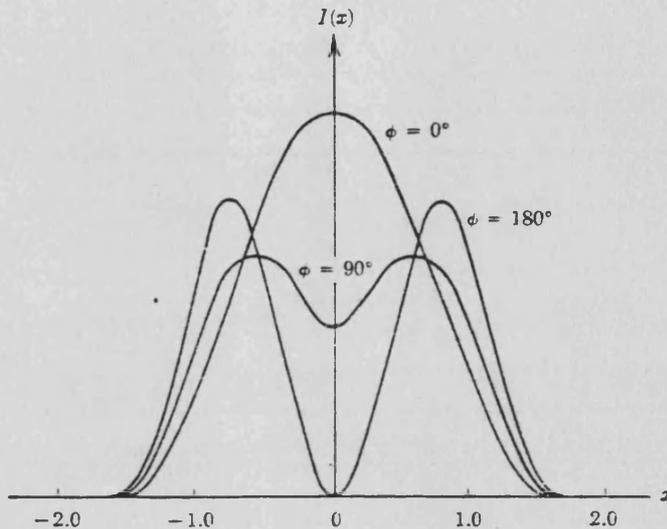


Fig - 2

*Intensidad imagen de dos puntos coherentes separados por la distancia de Rayleigh.*

Cuando las fuentes esten en cuadratura, la distribución de intensidad en la imagen es idéntica a la que se obtiene para dos puntos fuente incoherente. Cuando los objetos están en fase, el mínimo central en la intensidad imagen desaparece y por consiguiente los dos puntos no se resuelven bien. Finalmente si los dos objetos están en oposición de fase el mínimo central desciende mucho, por lo que los dos puntos serán mejor resueltos en iluminación coherente que en incoherente.

Existen así mismo, otras particularidades que diferencian las imágenes formadas con luz coherente de las formadas con luz incoherente, sin poder tampoco afirmar si las imágenes son "mejores" en uno u otro caso.

Por ejemplo, los efectos de borde en un caso u otro son notablemente diferentes. Se puede observar que la imagen obtenida con luz coherente, presenta en los bordes oscilaciones muy pronunciadas, debido a que la función transfer en luz coherente presenta discontinuidades muy

marcadas mientras que la FTO es más progresiva.

Otra diferencia importante, sobre todo para nuestro caso es el efecto del moteado que se observa en la iluminación coherente.

Esta particularidad, que es tratada exhaustivamente en otro capítulo proviene de la "rugosidad óptica" de la superficie del objeto y del grado de coherencia de la fuente utilizada. Se puede ver que el tamaño de una mota elemental concreta es aproximadamente igual al de una "zona de resolución" del objeto. En efecto veremos en nuestras medidas experimentales que el tamaño medio de las motas formadas en la retina son del orden de la separación que existe en el límite de resolución en la retina de la mira de Foucault correspondiente.

Por eso es fácil deducir que en el límite de resolución el efecto del moteado puede ser extremadamente importante.

En nuestro caso particular el sistema óptico es el ojo, si quisiéramos hacer un análisis frecuencial, lo que deberíamos conocer es la función transfer de nuestro sistema. Si consideramos en principio para simplificar, al ojo libre de aberraciones, las funciones transfer correspondientes serían:

#### ILUMINACION COHERENTE

Utilizamos la expresión

$$H(f_x, f_y) = P(\lambda d_i f_x, \lambda d_i f_y) \quad (31)$$

Tenemos una pupila circular,

$$P(x, y) = \text{circ}\left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{l/2}\right) \quad (32)$$

luego,

$$H(f_x, f_y) = \text{circ}\left(\lambda d_i \frac{\sqrt{f_x^2 + f_y^2}}{l/2}\right) \quad (33)$$

donde se ve que la frecuencia de corte es,

$$f_o = \frac{l}{2\lambda d_i} \quad (34)$$

expresión que nos servirá para determinarla y poder explicar en algún caso la agudeza visual encontrada experimentalmente.

Su representación se ve en la figura 3,

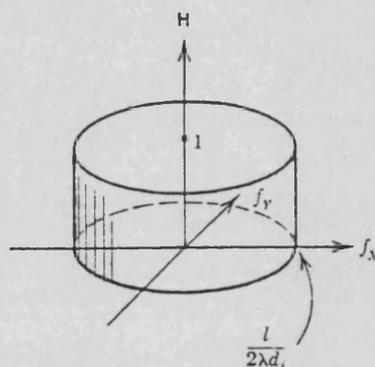


Fig - 3

*Función transfer coherente para un sistema limitado por la difracción y con una pupila de salida circular.*

#### ILUMINACION INCOHERENTE

Para calcular la FTO, utilizaremos la expresión (20) que se puede resumir diciendo que  $H'(f_x, f_y)$  es el cociente entre el área de la parte común de las dos funciones pupilas (idénticas pero desplazadas) partida por el área total.

Calcular la FTO para una pupila circular es bastante simple. Como la FTO posee evidentemente simetría de revolución es suficiente calcular  $H'$  a lo largo del eje  $f_x$ . Como se ve en la figura 4, se puede considerar que el área común es igual a cuatro veces el área de B,

$$\text{área } (A+B) = \left[ \frac{\theta}{2\pi} \right] \left[ \pi \left( \frac{l}{2\pi} \right)^2 \right] = \left[ \frac{\text{Arcos}(\lambda d_i f_x / l)}{2\pi} \right] \left[ \pi \left( \frac{l}{2} \right)^2 \right]$$

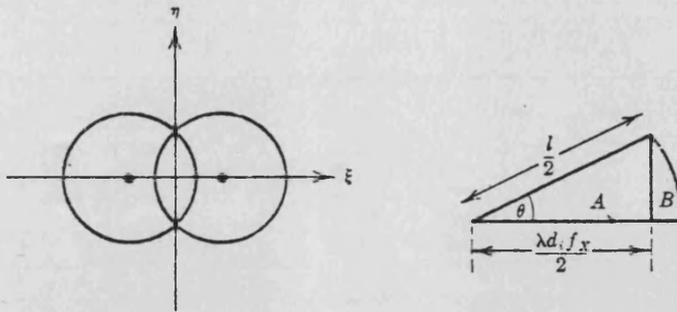


Fig - 4

Area común para el cálculo de la FT0 de un sistema limitado por la difracción que posee una pupila de salida circular.

y la del triángulo A,

$$\text{área } A = \frac{l}{2} \left( \frac{\lambda d_i f_x}{2} \right) \sqrt{\left( \frac{l}{2} \right)^2 - \left( \frac{\lambda d_i f_x}{2} \right)^2}$$

luego tendremos

$$H(f_x, 0) = \frac{4[\text{área}(A+B) - \text{área } A]}{\pi \left( \frac{l}{2} \right)^2}$$

para un desplazamiento radial cualquiera  $\rho$  en el plano de las frecuencias, tendremos,

$$H(\rho) = \begin{cases} \frac{2}{\pi} [A \rho \cos(\rho/2\rho_0) - \rho/2\rho_0 \sqrt{1 - (\rho/2\rho_0)^2}] & \rho \leq \rho_0 \\ 0 & \text{en los demás casos} \end{cases}$$

es fácil adivinar que  $\rho_0$  es la frecuencia de corte del sistema coherente ( $\rho_0 = l/2\lambda d_i$ ).

Su representación se observa en la figura 5.

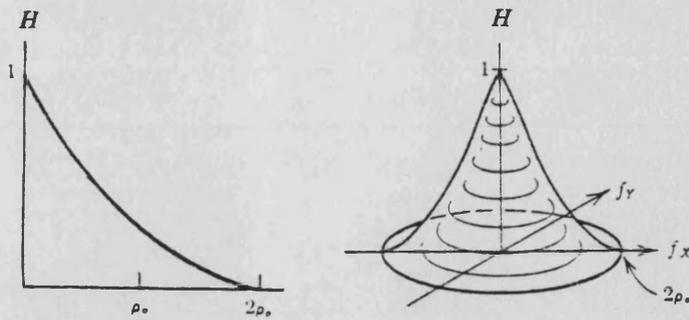


Fig - 5

*FTO correspondiente a un sistema limitado por la difracción con pupila de salida circular.*

Luego vemos que la FTO se extiende hasta una frecuencia que es el doble de la frecuencia de corte e iluminación coherente. (De lo que no debe deducirse que un sistema incoherente tiene un poder de resolución doble que uno coherente).

Estas funciones transfer, son las correspondientes a un sistema libre de aberraciones.

El ojo no es un sistema de tal tipo, luego las correspondientes funciones transfer estarán seriamente modificadas por las mismas.

Aunque, como ya hemos advertido, nosotros no hemos abordado en este primer estudio el cálculo de la función transfer del ojo, sí vamos a dar los resultados obtenidos por Arnulf y S. Berger-Lhereux, en el cálculo de la función transfer de modulación del ojo y de los umbrales de modulación retineanos, para dar una idea de hasta qué punto afectan las aberraciones.

Estos autores [1] midieron en iluminación incoherente la función transfer de modulación del ojo para el caso de miras sinusoidales. En principio lo hicieron para una luminancia de  $2 \text{ cd/m}^2$ . Los resultados se pueden observar en la figura 6, donde las diversas curvas corresponden a diferentes diámetros pupilares, y para dos tipos de puesta a punto, según la tabla siguiente:

Lo que se puede deducir inmediatamente, es que cuanto menor es la pupila el ojo se comporta cada vez más como un instrumento perfecto, acercándose la curva correspondiente a la de la figura 5, que es la de un sistema libre de aberraciones. Conforme la pupila se hace cada vez más grande, las aberraciones son más y más importantes, deformándose las curvas correspondientes que dan el factor de la función transfer de modulación, pudiéndose deducir, por consiguiente, de esas deformaciones

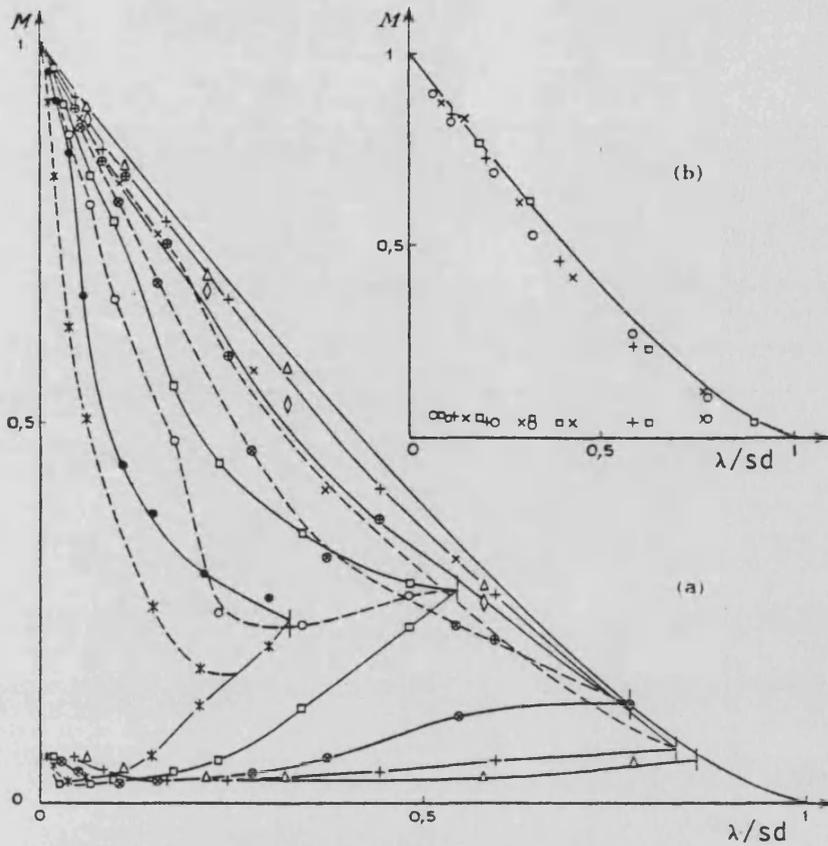


Fig - 6

a) Representación de la función transfer de modulación del sistema óptico del ojo y de los umbrales de modulación retineanos con una luminancia de  $2 \text{ cd/m}^2$ . Media de 3 observadores.

b) Aquí se observa que para pequeñas pupilas los puntos experimentales se sitúan prácticamente sobre la curva teórica y los umbrales casi permanecen constantes.

Todo con miras sinusoidales. Las abscisas se dan en frecuencias espaciales reducidas  $\lambda/sd$  (donde  $s$  es el paso angular del objeto y  $d$  el diámetro pupilar).

a)	$d$ (mm)	4	2,5	1,57	1	0,76
	puesta a punto cte	*	0	0	0	◇
	mejora de puesta a punto	●	□	×	+	△
b)	$d$ (mm)	0,76	0,58	0,42	0,27	
		0	×	+	□	

las propiedades del sistema óptico del ojo.

Posteriormente estos autores, estudiaron la variación de estas curvas con la luminancia.

Los resultados encontrados con una luminancia de  $22 \text{ cd/m}^2$  se dan en la figura 7, comparados con los obtenidos con  $2 \text{ cd/m}^2$ , siguiendo utilizando miras sinusoidales.

De esta gráfica se deduce que las formas de las curvas que representan la función transfer de modulación no varían, pero los umbrales de contraste retineanos se mejoran a medida que la luminancia crece y los límites de resolución corresponden a frecuencias más elevadas.

Por el contrario, si la luminancia disminuye, por ejemplo a  $0,11$

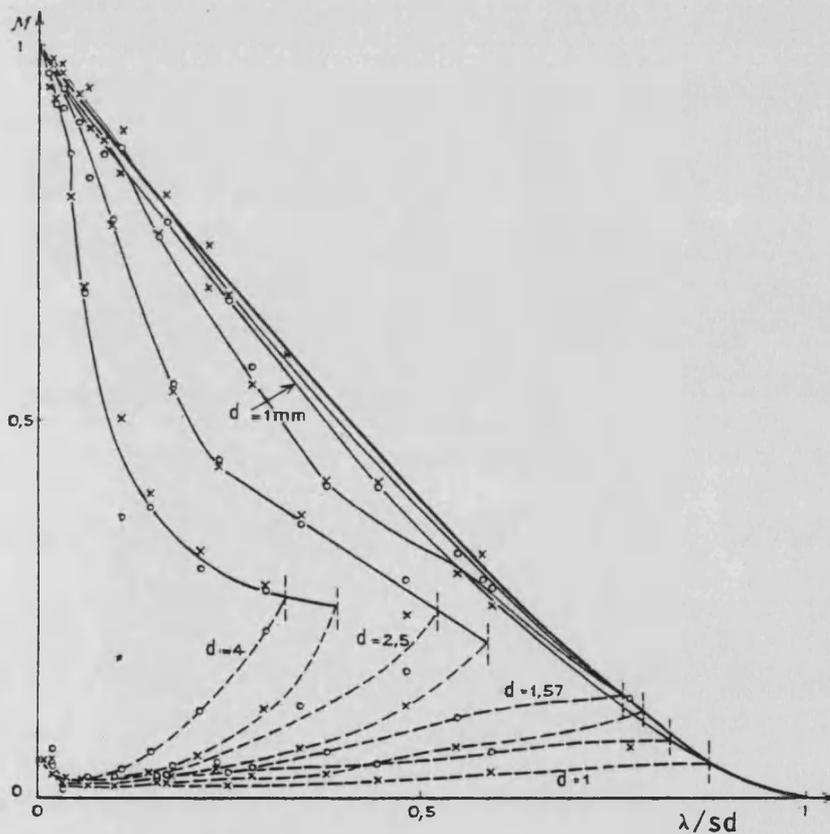


Fig - 7

Función transfer de modulación del sistema óptico del ojo y umbrales de modulación retineanos con luminancia de  $22 \text{ cd/m}^2$  (x) comparada con la de luminancia de  $2 \text{ cd/m}^2$  (o). Caso de miras sinusoidales. Curva teórica en trazo continuo.

$\text{cd/m}^2$  también cambian las formas de las curvas, como se observa en la figura 8.

De estas experiencias se deduce que si el ojo está asociado a un instrumento que tiene un anillo ocular de diámetro inferior a  $0.8 \text{ mm}$ , puede ser considerado como perfecto; la imagen retineana estará regida únicamente por las leyes de difracción. Esto confirma los antiguos resultados de Arnulf [2], y serán otra vez paralelamente confirmados por

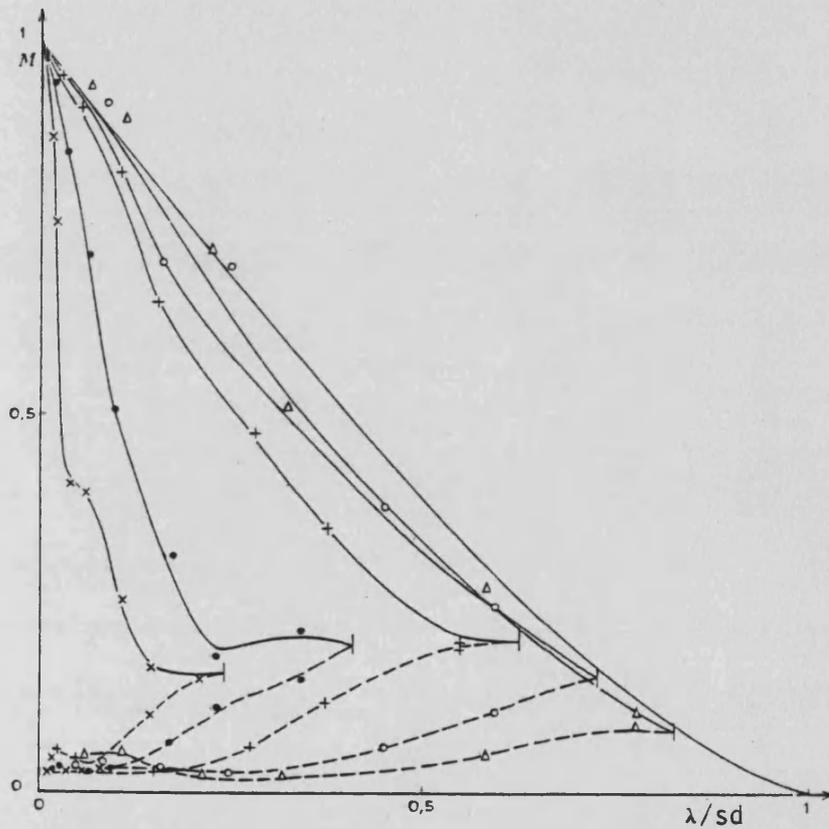


Fig - 8

*Función transfer de modulación del sistema óptico del ojo y umbrales de modulación retineanos con luminancia de  $0,11 \text{ cd/m}^2$  y diámetros pupilares de  $4 \text{ mm}$  (x) ,  $2,5 \text{ mm}$  (●) ,  $1,57 \text{ mm}$  (+) ,  $1 \text{ mm}$  (○) y  $0,76 \text{ mm}$  (Δ) . Para pupilar más pequeñas la curva de modulación se confunde con la teórica y los umbrales de modulación son del orden de  $0,03$ . Todo con miras sinusoidales.*

nuestros resultados. En este caso los valores de los factores transfer de modulación se sitúan sobre la curva teórica (fig.5) y los umbrales de modualción retineanos son prácticamente constantes. Si el ojo, por el contrario está asociado a un instrumento que tiene un anillo ocular con un diámetro superior a 1 mm, los umbrales de modulación retineanos y las funciones transfer de modulación son cada vez peores a medida que el diámetro pupilar aumenta. Es decir, cuando  $d > 1$  mm las cualidades del ojo dependen muy poco del diámetro pupilar, al menos en iluminación incoherente.

Finalmente damos los resultados que obtuvieron con una mira de Foucault y una  $L=22$  cd/m<sup>2</sup>. Figura 9.

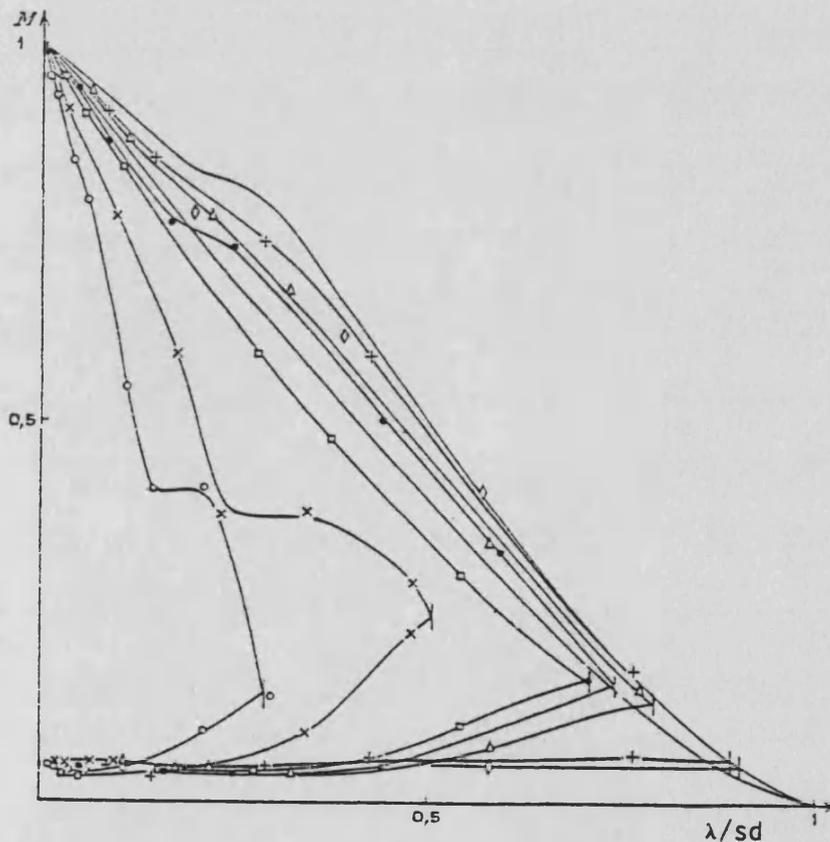


Fig - 9

Función transfer de modulación del sistema óptico del ojo y umbrales de modulación retineanos para una mira de Foucault y luminancia de 22 cd/m<sup>2</sup>. Diámetros pupilares de 4 mm (○) , 2'5 mm (x) , 1'57 mm (□) , 1 mm (●) , 0'76 mm (Δ) , 0'58 mm (+) y 0'42 mm (◇) .

Se ve que el valor de los umbrales parece mucho más constante en función de  $\lambda/sd$  que en el caso de miras sinusoidales, aunque es notablemente más elevado; y que los límites de resolución son sensiblemente menos buenos que en el caso de miras sinusoidales.

### FORMACION DE IMAGENES EN EL OJO

En este apartado vamos a centrarnos principalmente en el cálculo del tamaño de las imágenes retineanas.

El estudio de la formación de imágenes en el ojo, puede abordarse de la manera más simple considerándolo como un sistema centrado. El cálculo elemental de la marcha de rayos se trata entonces mediante la aproximación de Gauss, o dioptrio de 1er orden.

Ahora bien, con todo rigor la aproximación de Gauss, no es válida para el ojo, ya que:

- 1) El ojo no es rigurosamente un sistema centrado.
- 2) Las dimensiones de la mancha de difracción consecuencia de la naturaleza ondulatoria de la luz, son del mismo orden que el tamaño de las células visuales. Las leyes de la óptica geométrica no son suficientes para explicar el reparto de luz en las imágenes retineanas.
- 3) En la utilización normal del ojo el ángulo de incidencia  $i$  no es lo suficientemente pequeño como para que pueda asemejarse al seno. Por ejemplo para una pupila de 4 mm de diámetro y un radio de curvatura corneal de 8 mm, existe una diferencia entre el seno del ángulo de incidencia y el propio ángulo de un 1%. Luego es evidente que se tendrán que tener en cuenta las aberraciones.

Ahora bien, aunque la aproximación de Gauss no permite tratar correctamente el dioptrio ocular, toda la optometría clásica se fundamenta en esta aproximación. Esta aparente contradicción tiene dos causas: la primera que la aberración esférica del ojo es menos importante de lo que cabría pensar, pues la córnea está aplastada periféricamente.

Segundo que el fin principal de la óptica visual es la de corregir los defectos del ojo y los vidrios correctores no modifican más que los términos de primer orden en el dioptrio del ojo; las aberraciones y la difracción quedan sensiblemente inalteradas y constituyen términos constantes.

Nosotros utilizaremos los datos y expresiones deducidos a partir de la óptica geométrica, ya que aparte de las razones generales expuestas anteriormente, nuestro estudio se limita a la región del campo que corresponde a la visión central, la cual es la responsable de la visión de pequeños detalles. La imagen retineana que nos interesa es pues la proyectada en la fôvea. Los ángulos con los que trabajamos serán muy pequeños. Por otra parte salvo en el caso del ojo desnudo para el cual tenemos pupilas de aproximadamente 4,25 mm, utilizamos pupilas artificiales de 3, 2 y 1 mm, por lo que el efecto de las aberraciones disminuye sensiblemente.

Pues bien, tratando el problema mediante la óptica geométrica, tenemos para el ojo un sistema equivalente como el de la figura 10.

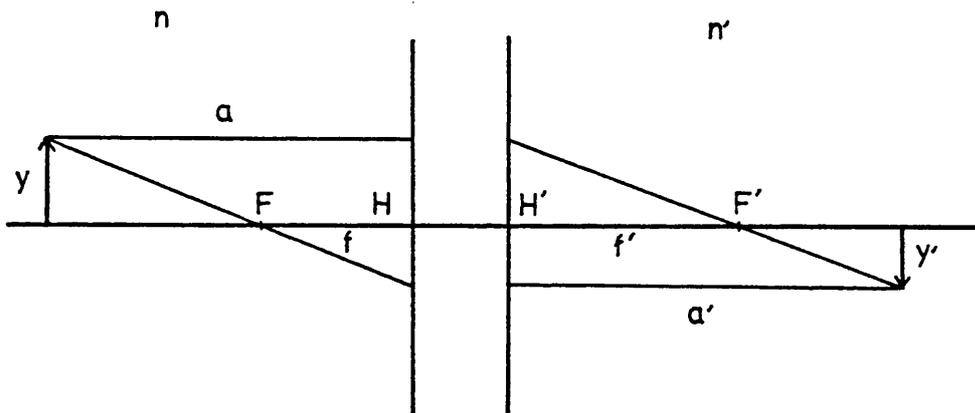


Fig - 10  
Sistema equivalente del ojo

Si consideramos al ojo no acomodado los datos correspondientes serán:

$$\begin{aligned}
 n &\simeq 1 & \overline{HH'} &= 0,3132 \text{ mm} \\
 n' &\simeq 1,336 & f = \overline{FH} &= -16,6833 \text{ mm} \\
 & & f' = \overline{F'H'} &= 22,2887 \text{ mm}
 \end{aligned}$$

Y para las potencias de la córnea, cristalino y total,

$$P_C = 42,3564 \text{ dp}$$

$$P_L = 21,7787 \text{ dp}$$

$$P_T = 59,9404 \text{ dp}$$

Si por el contrario el ojo estuviera acomodado los datos serían:

$$n \approx 1$$

$$n' \approx 1,336$$

$$\overline{HH'} = 0,3725 \text{ mm}$$

$$f = \overline{FH} = -14,7761 \text{ mm}$$

$$f' = \overline{F'H'} = 19,7409 \text{ mm}$$

Y las potencias:

$$P_C = 42,3564 \text{ dp}$$

$$P_L = 30,6996 \text{ dp}$$

$$P_T = 67,6767 \text{ dp}$$

Estos datos corresponden al ojo teórico.

#### CALCULO DEL TAMAÑO DE LA IMAGEN RETINEANA

a) Caso del ojo sin acomodar.

El aumento lateral  $\beta$  sería:

$$\beta = \frac{y'}{y} = \frac{n}{n'} \frac{a'}{a}$$

Sustituyendo y teniendo en cuenta que en nuestro caso particular  $a=1m$ ,

$$\beta = \frac{1}{1,336} \frac{22,2887}{10^3} = 16,68 \cdot 10^{-3}$$

luego para el cálculo del tamaño de la imagen retineana utilizamos la expresión,

$$y_r = 16,68 \cdot 10^{-3} y_0 \quad (35)$$

donde  $y_r$  es el tamaño de la imagen retineana e  $y_0$  es el tamaño real del objeto observado.

b) Caso del ojo acomodado.

De la misma forma,

$$\beta = \frac{1}{1,336} \frac{19,7409}{10^3} = 14,78 \cdot 10^{-3}$$

y la expresión a utilizar en este caso sería

$$y_r = 14,78 \cdot 10^{-3} y_0 \quad (36)$$

donde  $y_r$  e  $y_0$  significan lo mismo que anteriormente.

BIBLIOGRAFIA

- [1] M.S. Berger-L'Hereux-Roberdey. Revue d'Optique. 44, 294, (1965).
- [2] A. Arnulf. Etude de la limite de séparation visuelle. Application à la vision en los instrumentos. C.r. Reunions Inst. Opt. éd. Rev. Opt. Paris (1937).
- [3] J.W. Goodman. "Introduction a l'Optique de Fourier et à l'holographie". Masson & CIE. Paris (1972).
- [4] A. Marechal, M. Françon. "Diffraction. Structure des images". Masson & CIE. Paris. (1970).
- [5] P.M. Duffieux. "L'intégrale de Fourier et ses applications a l'Optique" Masson & CIE. Paris (1970).
- [6] Y. Le Grand. "Optique Physiologique". Masson & CIE. Paris (1972).
- [7] Y. Le Grand, El Hage. "Physiological Optics". Springer Verlag in Optical Sciencies. (1980).

## CAPITULO III

### TEORIA DE LA COHERENCIA PARCIAL

## TEORIA DE LA COHERENCIA PARCIAL

Las fuentes reales de luz nunca son estrictamente monocromáticas ni tampoco puntuales sino que su distribución espectral siempre tiene una cierta anchura de banda y el tamaño de la fuente siempre es finito. Sin embargo, la perturbación producida por una fuente real puede expresarse, por el teorema de Fourier, como suma de trenes de onda monocromáticos infinitamente largos; de modo que cada componente de esta representación de Fourier sigue la teoría elemental monocromática.

Sabemos que, en un campo de ondas producido por una fuente real, la amplitud y la fase fluctúan irregularmente con una rapidez que depende esencialmente de la anchura efectiva  $\Delta\nu$  del espectro. Pero se puede definir un *tiempo de coherencia*, intervalo de tiempo que es pequeño comparado con la inversa de la anchura efectiva espectral, en el cual el cambio de fase relativo entre dos componentes de Fourier es mucho menor que  $2\pi$ , y la suma de esas componentes se comporta en ese intervalo de tiempo como una onda monocromática con la frecuencia intermedia.

Análogamente, alrededor de un punto  $P$  del campo de ondas producido por una fuente real, se define una *región de coherencia*. Los puntos de esta región tales como  $P_1$  y  $P_2$  están tan próximos que su diferencia de caminos  $\Delta L = SP_1 - SP_2$  desde cada fuente puntual  $S$  es pequeña comparada con la longitud de onda media  $\bar{\lambda}$ , lo que hace suponer que las fluctuaciones de las amplitudes y las fases en  $P_1$  y  $P_2$  serán las mismas, o existirá alguna correlación entre ellas si están algo más separadas, siempre y cuando para todos los puntos de la fuente la diferencia de caminos  $\Delta L$  no exceda la longitud de coherencia  $c \cdot \Delta t \nu \frac{c}{\Delta\nu} = \frac{\bar{\lambda}^2}{\Delta\lambda}$ .

Para describir adecuadamente un campo de ondas producido por una fuente finita policromática es pues conveniente introducir alguna medida para la correlación que existe entre las vibraciones en diferentes puntos  $P_1$  y  $P_2$  del campo. Hay que esperar que tal medida, estará estrechamente relacionada con la nitidez de las franjas de interferencia que resultarían de combinar las vibraciones procedentes de los dos puntos. Tendremos franjas nítidas cuando la correlación es alta (cuando la luz llega a  $P_1$  y  $P_2$  desde una fuente muy pequeña y de estrecho rango espectral) y no habrá franjas en ausencia de correlación (como cuando cada punto  $P_1$  y  $P_2$  recibe luz de una fuente física diferente).

A estas dos situaciones las denominaremos con las palabras "coherente" e "incoherente" respectivamente. En general no se presenta ninguna de estas dos situaciones y hablamos de vibraciones que son "parcialmente coherentes".

La teoría de la coherencia parcial opera con magnitudes (es decir con funciones de correlación e intensidades promedio) que pueden, en principio, determinarse experimentalmente. Este hecho es interesante y contrasta con la teoría ondulatoria elemental, donde la magnitud básica no es medible debido a la gran rapidez de las vibraciones ópticas.

Recordemos ahora, brevemente, las técnicas matemáticas que se emplean en los estudios relacionados con la coherencia parcial.

Para representar los campos policromáticos reales utilizaremos la representación compleja, que puede considerarse como una generalización natural de la que se utiliza con campos monocromáticos, en que cada función de onda real se considera la parte real de una función de onda compleja asociada.

Si  $V^{(r)}(t)$  ( $-\infty < t < +\infty$ ) representa una perturbación real, por ejemplo una componente cartesiana de vector eléctrico en un punto fijo del espacio, y suponemos que  $V^{(r)}(t)$  es perfectamente integrable, puede expresarse en forma de una integral de Fourier:

$$V^{(r)}(t) = \int_0^{\infty} a(\nu) \cos[\theta(\nu) - 2\pi\nu t] d\nu \quad (1)$$

A  $V^{(r)}(t)$  le asociamos la función compleja:

$$V(t) = \int_0^{\infty} a(\nu) e^{i[\theta(\nu) - 2\pi\nu t]} d\nu \quad (2)$$

Luego:

$$V(t) = V^{(r)}(t) + iV^{(i)}(t) \quad (3)$$

siendo:

$$V^{(i)}(t) = \int_0^{\infty} a(\nu) \text{sen}[\theta(\nu) - 2\pi\nu t] d\nu \quad (4)$$

Las funciones  $V(t)$  y  $V^{(i)}(t)$  están unívocamente definidas por  $V^{(r)}(t)$ . De  $V^{(r)}(t)$ , basta reemplazar la fase  $\theta(\nu)$  de cada componente por  $\theta(\nu) - \pi/2$

y se obtiene  $V^{(i)}(t)$ .

Para utilizarlo en adelante, recordemos que  $V^{(r)}(t)$  se puede también representar por una integral de Fourier de la forma:

$$V^{(r)}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} v(v) e^{-i2\pi vt} dv \quad (5)$$

y en este caso el paso a  $V(t)$  es:

$$V(t) = 2 \int_0^{+\infty} v(v) e^{-i2\pi vt} dv \quad (6)$$

Puesto que  $V^{(r)}(t)$  es real, de (5):

$$v(-v) = v^*(v) \quad (7)$$

y a partir de (5), (6) y (7) es fácil deducir las siguientes relaciones:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} V^{(r)2}(t) dt &= \int_{-\infty}^{+\infty} V^{(i)2}(t) dt = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} V(t) \cdot V^*(t) dt = \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} |v(v)|^2 dv = 2 \int_0^{+\infty} |v(v)|^2 dv \end{aligned} \quad (8)$$

Hemos supuesto que la perturbación  $V^{(r)}(t)$  está definida para cualquier valor de  $t$ . En la práctica existirá solamente durante un intervalo de tiempo finito  $-T \leq t \leq T$ , pero este intervalo es como un dominio tan grande comparado con la escala de tiempo físicamente significativo (el periodo medio  $1/\bar{\nu}$  y el tiempo de coherencia  $1/\Delta\nu$ ) que podemos idealizar la situación suponiendo  $T \rightarrow \infty$ . Matemáticamente esta idealización es deseable para la suposición de campo estacionario. Evidentemente, también es necesario suponer que la intensidad media temporal (que es proporcional a  $V^{(r)2}$ ) tiende a un valor finito a medida que el intervalo en que se promedia crece indefinidamente, es decir que

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} V^{(r)2}(t) dt \quad (9)$$

es finito. Ahora bien, si este límite es finito y no nulo, obviamente  $\int_{-\infty}^{+\infty} V^{(r)2}(t) dt$  diverge.

Para solucionar este inconveniente, se definen las funciones truncadas

$$\begin{aligned}
 v_T^{(r)}(t) &= v^{(r)}(t) && \text{cuando } |t| \leq T \\
 &= 0 && \text{cuando } |t| > T
 \end{aligned}
 \tag{10}$$

cada función truncada puede suponerse totalmente integrable, y puede expresarse como una integral de Fourier como en (5) y (6). Las relaciones (8) se mantienen reemplazando  $v^{(r)}$  por  $v_T^{(r)}$ , etc; y dividiendo cada expresión por  $2T$  obtenemos:

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{2T} \int_{-\infty}^{+\infty} v_T^{(r)2}(t) dt &= \frac{1}{2T} \int_{-\infty}^{+\infty} v_T^{(i)2}(t) dt = \frac{1}{2} \frac{1}{2T} \int_{-\infty}^{+\infty} v_T(t) v_T^*(t) dt = \\
 &= \int_{-\infty}^{+\infty} G_T(v) dv = 2 \int_0^{+\infty} G_T(v) dv, \tag{11}
 \end{aligned}$$

donde

$$G_T(v) = \frac{|v_T(v)|^2}{2T}$$

Para pasar ahora al límite cuando  $T \rightarrow \infty$ , existe un problema. En muchos casos de interés práctico, la función  $G(v)$ , conocida como "periodograma", no tiende a un límite sino que fluctúa a medida que crece  $T$ . Esta dificultad puede salvarse utilizando un método de simplificación muy usado en teoría de procesos de azar.

La función  $v^{(r)}(t)$  se considera como un miembro típico de un conjunto de funciones que caracterizan las propiedades estadísticas del proceso. Por otra parte los conjuntos que se encuentran normalmente en óptica son "estacionarios" y "ergódicos", y suponiendo desde ahora que lo son se puede demostrar que la media de  $G_T(v)$ , tomada sobre el conjunto de las funciones  $v^{(r)}(t)$ , tiende a un límite definido cuando  $T \rightarrow \infty$ .

Tomando el límite cuando  $T \rightarrow \infty$  indicando con  $\langle \rangle$  la media temporal, se obtienen las siguientes relaciones:

$$\langle v^{(r)2}(t) \rangle = \langle v^{(i)2}(t) \rangle = \frac{1}{2} \langle v(t) \cdot v^*(t) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} G(v) dv = 2 \int_0^{+\infty} G(v) dv \tag{12}$$

donde

$$G(v) = \lim_{T \rightarrow \infty} \overline{G_T(v)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{|v_T(v)|^2}{2T} \tag{13}$$

es el periodograma simplificado e indicándose con la barra el conjunto medio.

En la teoría de procesos de azar estacionarios, a la función  $G(\nu)$  definida por (13) se la llama el *espectro de potencia* del proceso de azar, caracterizado por el conjunto de las funciones  $\gamma^{(r)}(t)$ .

En este caso, en que  $\gamma^{(r)}(t)$  representa la perturbación de luz,  $G(\nu)d\nu$  es proporcional a la contribución a la intensidad del rango de frecuencias  $(\nu, \nu+d\nu)$ , llamaremos a  $G(\nu)$  *densidad espectral* de las vibraciones luminosas.

### LAS FUNCIONES DE CORRELACION DE HACES DE LUZ

Decíamos al empezar este capítulo que, para tratar problemas en los que interviene luz procedente de una fuente finita y con un rango espectral finito, es necesario especificar la correlación que pueda existir entre las vibraciones en dos puntos arbitrarios del campo de ondas. El análisis de una experiencia de interferencia de dos haces de luz parcialmente coherentes, nos dará una medida adecuada de esa correlación.

Consideraremos el campo de ondas producido por una fuente policromática y extensa  $S$ ; despreciando los efectos de la polarización para poder considerar la perturbación de la luz como una función escalar real  $V^{(r)}(P, t)$  de posición y tiempo, a la que le asociamos la señal analítica  $V(P, t)$ . Observando, es imposible determinar como estas cantidades varían con el tiempo; cualquier detector sólo registrará valores medios sobre intervalos de tiempo durante los cuales la perturbación habrá cambiado de signo muchas veces.

La intensidad observable  $I(P)$  es proporcional al valor medio de  $V^{(r)2}(P, t)$ , es decir que por la relación (12) y salvo una constante sin importancia

$$I(P) = 2\langle V^{(r)2}(P, t) \rangle = \langle V(P, t) \cdot V^*(P, t) \rangle \quad (14)$$

Si ahora consideramos dos puntos  $P_1$  y  $P_2$  del campo de ondas, podemos ver fácilmente que midiendo las intensidades  $I(P_1)$  e  $I(P_2)$  también podemos determinar experimentalmente los efectos de interferencia surgidos de la superposición de las vibraciones procedentes de esos dos puntos. Para ello imaginemos una pantalla opaca  $\pi$  con dos pequeños orificios

$P_1$  y  $P_2$  colocada en el campo, y otra segunda pantalla  $\pi'$  colocada a cierta distancia de  $\pi$ , como se ve en la Figura-1, donde vamos a estudiar la distribución de intensidad. Para simplificar supondremos el índice de refracción entre las dos pantallas igual a la unidad, y llamaremos  $s_1$  y  $s_2$  a las distancias de  $P_1$  y  $P_2$  a un punto  $Q$  de la pantalla  $\pi'$ .

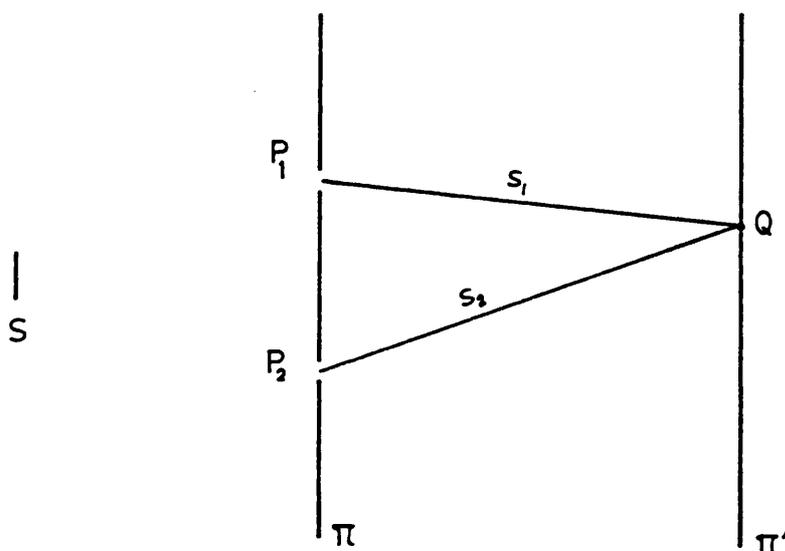


Fig - 1

La perturbación compleja en  $Q$ , si consideramos a  $P_1$  y  $P_2$  como centros de perturbación secundarios, viene dada por:

$$V(Q,t) = k_1 V(P_1, t-t_1) + k_2 V(P_2, t-t_2) \quad (15)$$

siendo  $t_1$  y  $t_2$  los tiempos empleados por la luz en ir desde  $P_1$  y  $P_2$  a  $Q$ ,  $t = \frac{s_1}{c}$  y  $t = \frac{s_2}{c}$ ; y la intensidad en el punto  $Q$  vendrá dada por la expresión

$$I(Q) = |k_1|^2 I_1 + |k_2|^2 I_2 + 2|k_1 k_2| \Gamma_{12}^{(r)} \left( \frac{s_2 - s_1}{c} \right) \quad (16)$$

siendo  $\Gamma_{12}^{(r)}(\tau)$  la parte real de la función

$$\Gamma_{12}(\tau) = \langle V_1(t+\tau) V_2^*(t) \rangle \quad (17)$$

La ecuación (17) representa una magnitud que es básica en la teoría de la coherencia parcial, se le llama *coherencia mutua* de las vibraciones luminosas en  $P_1$  y  $P_2$ , considerando las vibraciones en  $P_1$  un tiempo  $t$  más tarde que las de  $P_2$ ; y a la función  $\Gamma_{12}(\tau)$  se le llama *la función de coherencia mutua* del campo de ondas. Cuando los dos puntos coinciden ( $P_1=P_2$ ) obtenemos

$$\Gamma_{11}(\tau) = \langle V_1(t+\tau)V_1^*(t) \rangle \quad (18)$$

y hablamos de *coherencia propia* de las vibraciones luminosas en  $P_1$ , que se reduce a la intensidad ordinaria cuando  $\tau=0$ ,

$$\Gamma_{11}(0) = I_1 \quad \Gamma_{22}(0) = I_2 \quad (19)$$

Hemos de señalar que, en la teoría general de procesos de azar estacionarios, a  $\Gamma_{12}(\tau)$  se le llama *función de cross-correlación* de  $V_1(t)$  y  $V_2(t)$ , y a  $\Gamma_{11}(\tau)$  *función de autocorrelación* de  $V_1(t)$ . En los siguientes capítulos, al tratar el tema del moteado del laser, utilizaremos esta última denominación y por esta razón la citamos aquí.

Volviendo a la ecuación (16), vamos a darle otra forma considerando que los términos  $|k_1|^2 I_1$  y  $|k_2|^2 I_2$  son las intensidades que se observarían en  $Q$  si estuviese sólo abierto el orificio  $P_1$  ( $k_2=0$ ), o si estuviese solo abierto  $P_2$  ( $k_1=0$ ) respectivamente. Si a estas dos intensidades las designamos por  $I^{(1)}(Q)$  e  $I^{(2)}(Q)$ , es decir:

$$\begin{aligned} I^{(1)}(Q) &= |k_1|^2 I_1 = |k_1|^2 \Gamma_{11}(0) \\ I^{(2)}(Q) &= |k_2|^2 I_2 = |k_2|^2 \Gamma_{22}(0) \end{aligned} \quad (20)$$

y además normalizamos  $\Gamma_{12}(\tau)$ :

$$\gamma_{12}(\tau) = \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{\sqrt{\Gamma_{11}(0)}\sqrt{\Gamma_{22}(0)}} = \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{\sqrt{I_1}\sqrt{I_2}} \quad (21)$$

con  $|\gamma_{12}(\tau)| < 1$ ; la expresión (16) queda escrita de la forma

$$I(Q) = I^{(1)}(Q) + I^{(2)}(Q) + 2\sqrt{I^{(1)}(Q)}\sqrt{I^{(2)}(Q)}\gamma_{12}(\tau)\left(\frac{s_2 - s_1}{c}\right) \quad (22)$$

siendo  $\gamma_{12}^{(r)}$  la parte real de  $\gamma_{12}$ . Por razones que se verán a continuación a  $\gamma_{12}^{(r)}$  se le llama *el grado complejo de coherencia* de las vibraciones luminosas.

La fórmula (22) es la *ley general de interferencias para campos ópticos estacionarios*; la cual pone de manifiesto que, para determinar la intensidad que resulta de la superposición de dos haces de luz, debemos conocer la intensidad de cada haz y el valor de la parte real  $\gamma_{12}^{(r)}$  del grado complejo de coherencia.

Contrariamente a lo que ocurre con la perturbación  $V^{(r)}$ , las funciones  $\gamma_{12}^{(r)}$  y  $\Gamma_{12}^{(r)}$  representan magnitudes que pueden determinarse experimentalmente.

De acuerdo con (22),  $\gamma_{12}^{(r)}$  es función de tres intensidades:

$$\gamma_{12}^{(r)} = \frac{I(Q) - I^{(1)}(Q) - I^{(2)}(Q)}{2 \sqrt{I^{(1)}(Q)} \sqrt{I^{(2)}(Q)}} \quad (23)$$

por consiguiente se puede determinar el valor de  $\gamma_{12}^{(r)}$  para cualquier par de puntos  $P_1$  y  $P_2$  y para un valor de  $\tau$  dados, colocando una pantalla opaca a través del haz de luz, con dos pequeños orificios en  $P_1$  y  $P_2$  como en la Fig-1. Basta medir la intensidad  $I(Q)$  en un punto  $Q$  detrás de la pantalla, tal que  $P_2Q - P_1Q = c\tau$ ; y también las intensidades  $I^{(1)}(Q)$  e  $I^{(2)}(Q)$  de la luz procedente de cada orificio separadamente.

Para determinar  $\Gamma_{12}^{(r)}$  sólo será necesario medir las intensidades  $I(P_1)$  e  $I(P_2)$  en cada orificio, ya que:

$$\Gamma_{12}^{(r)} = \sqrt{I(P_1)} \sqrt{I(P_2)} \cdot \gamma_{12}^{(r)} \quad (24)$$

Para ver mejor el significado de  $\gamma_{12}$ , expresaremos la ley general de interferencias (22) bajo una forma diferente. Si  $\bar{\nu}$  es la frecuencia media de la luz:

$$\gamma_{12}(\tau) = |\gamma_{12}(\tau)| e^{i[\alpha_{12}(\tau) - 2\pi\bar{\nu}\tau]} \quad (25)$$

siendo

$$\alpha_{12}(\tau) = 2\pi\bar{\nu}\tau + \arg \gamma_{12}(\tau)$$

La ecuación (22) queda:

(26)

$$I(Q) = I^{(1)}(Q) + I^{(2)}(Q) + 2\sqrt{I^{(1)}(Q)}\sqrt{I^{(2)}(Q)}|\gamma_{12}(\tau)| \cdot \cos[\alpha_{12}(\tau) - \delta]$$

donde  $\tau$  y  $\delta$  tienen los valores:

$$\tau = \frac{s_1 - s_2}{c} \quad \delta = 2\pi\bar{\nu}\tau = \frac{2\pi}{\lambda}(s_2 - s_1) \quad (27)$$

y  $\bar{\lambda}$  es la longitud de onda media. Cuando  $|\gamma_{12}(\tau)|$  toma el valor extremo unidad, la intensidad en  $Q$  es la misma que se obtendría con luz estrictamente monocromática de longitud de onda  $\bar{\lambda}$ , y con la diferencia de fase entre las vibraciones en  $P_1$  y  $P_2$  igual a  $\alpha_{12}(\tau)$ . En este caso las vibraciones en  $P_1$  y  $P_2$  (con el correspondiente retraso  $\tau$  entre ellas) se dice que son *coherentes*. Si  $|\gamma_{12}(\tau)|$  toma el otro valor extremo, cero, desaparece el último término de la ecuación (26); los haces no producen ningún efecto de interferencia y las vibraciones se llaman *incoherentes*. Si  $|\gamma_{12}(\tau)|$  no toma ninguno de los valores extremos, sino que  $0 < |\gamma_{12}(\tau)| < 1$ , las vibraciones se llaman *parcialmente coherentes* y  $|\gamma_{12}(\tau)|$  representa su *grado de coherencia*.

Para obtener la representación espectral de la coherencia mútua, se sigue un desarrollo análogo al realizado anteriormente para llegar a la ecuación (12) obteniéndose:

$$\Gamma_{12}(\tau) = \langle V(P_1, t+\tau)V^*(P_2, t) \rangle = 4 \int_0^{\infty} G_{12}(\nu) e^{-i2\pi\nu\tau} d\nu \quad (28)$$

donde:

$$G_{12}(\nu) = \lim_{T \rightarrow \infty} \left[ \frac{\overline{v_{\Gamma}(P_1, \nu)v_{\Gamma}^*(P_2, \nu)}}{2T} \right]$$

A la función  $G_{12}(\nu)$  se le llama *densidad espectral mútua* de las vibraciones luminosas en  $P_1$  y  $P_2$ ; es una generalización de la densidad espectral introducida anteriormente (13) y se reduce a ella cuando los dos puntos coinciden.

Puede verse que  $\Gamma_{12}$  no contiene componentes espectrales negativas, es una señal analítica y  $\Gamma_{12}^{(r)}$  y  $\Gamma_{12}^{(i)}$  representarán su parte real e

imaginaria. Por tanto es fácil deducir que:

$$\Gamma_{12}^{(r)} = 2 \langle V^{(r)}(P_1, t+\tau) V^{(r)}(P_2, t) \rangle = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} G_{12}(\nu) e^{-i2\pi\nu\tau} d\nu \quad (29)$$

ecuación que pone de manifiesto que la parte real de  $\Gamma_{12}(\tau)$  es igual al doble de la función de cross-correlación de las funciones reales  $V^{(r)}(P_1, t)$  y  $V^{(r)}(P_2, t)$ .

### CASO DE LA LUZ CUASI-MONOCROMÁTICA

Restringiéndonos ahora al caso de luz cuasi-monocromática, caso muy importante y que va a ser nuestro caso ya que trabajamos con laser, la teoría toma una forma más simple.

Si volvemos al dispositivo interferencial de la Fig.1 y a la ecuación (26) se puede ver fácilmente que el grado de coherencia  $|\gamma_{12}(\tau)|$  coincide con la visibilidad de las franjas cuando la intensidad de los dos haces es la misma ( $I^{(1)}=I^{(2)}$ ):

$$V(Q) = |\gamma_{12}(\tau)|$$

de modo que la amplitud y la fase del grado complejo de coherencia de los haces de luz cuasi-monocromática pueden determinarse por medidas de visibilidad y posición de las franjas de interferencia y  $G(\nu)$  es proporcional a la transformada de Fourier de  $\gamma_{11}(\tau)$ , por este método llegó Michelson al cálculo de  $G$ , mediante la obtención de curvas de visibilidad que evidentemente eran la representación de  $|\gamma_{11}|$  en función del tiempo de retraso entre los dos haces.

En cuanto a la representación espectral para este caso, de las ecuaciones (28), (21) y (25) tenemos:

$$\Gamma_{12}(\tau) e^{i\alpha_{12}(\tau)} = \sqrt{I_1} \sqrt{I_2} |\gamma_{12}(\tau)| e^{i\alpha_{12}(\tau)} = 4 \int_0^{\infty} G_{12}(\nu) e^{-i2\pi(\nu-\bar{\nu})\tau} d\nu \quad (30)$$

si suponemos que se cumple la condición,

$$|\tau| \ll \frac{1}{\Delta\nu} \quad (31)$$

es decir si  $|\tau|$  es tan pequeño que  $|(\nu-\bar{\nu})\tau| \ll 1$  para todas las frecuencias

para las cuales  $|G_{12}(\nu)|$  es apreciable, el término exponencial de la integral se puede reemplazar por la unidad sin gran error. La condición (31) implica que  $|\tau|$  debe ser pequeño comparado con el tiempo de coherencia de la luz, y cuando esto ocurre,  $|\Gamma_{12}(\tau)|$ ,  $|\Upsilon_{12}(\tau)|$ , y  $\alpha_{12}(\tau)$  difieren inapreciablemente de  $|\Gamma_{12}(0)|$ ,  $|\Upsilon_{12}(0)|$  y  $\alpha_{12}(0)$  respectivamente. Se suele establecer entonces:

$$\begin{aligned}
 J_{12} &= \Gamma_{12}(0) = \langle V_1(t) V_2^*(t) \rangle && a) \\
 \mu_{12} &= \Upsilon_{12}(0) = \frac{\Gamma_{12}(0)}{\sqrt{\Gamma_{11}(0)} \sqrt{\Gamma_{22}(0)}} = \frac{J_{12}}{\sqrt{J_{11}} \sqrt{J_{22}}} = \frac{J_{12}}{\sqrt{I_1} \sqrt{I_2}} && b) \quad (32) \\
 \beta_{12} &= \alpha_{12}(0) = \arg \Upsilon_{12}(0) = \arg \mu_{12} && c)
 \end{aligned}$$

A  $\mu_{12}$ , como a  $\Upsilon_{12}(\tau)$  de la que es un caso especial, se le suele llamar *grado complejo de coherencia*; y a  $J_{12}$  se le llama *la intensidad mútua*.

Con estas nuevas magnitudes, la ley de interferencia queda:

$$I(Q) \sim I^{(1)}(Q) + I^{(2)}(Q) + 2\sqrt{I^{(1)}(Q)} \sqrt{I^{(2)}(Q)} |\mu_{12}| \cos(\beta_{12} - \delta) \quad (33)$$

que es la fórmula básica de una teoría elemental (cuasi-monocromática) de coherencia parcial. Es evidente que será sólo válida en tanto que la diferencia de caminos  $|s_2 - s_1| = c\tau$  entre los dos haces que interfieren sea pequeña comparada con la longitud de coherencia  $\frac{c}{\Delta\nu}$ .

La correlación entre las vibraciones en dos puntos cualesquiera  $P_1$  y  $P_2$  del campo de ondas, se caracteriza ahora por  $J_{12}$  en lugar de  $\Gamma_{12}(\tau)$ , es decir por una magnitud que depende de la posición de los dos puntos, pero no de la diferencia de tiempo  $\tau$ .

CALCULO DEL GRADO DE COHERENCIA PARA LUZ PROCEDENTE DE UNA FUENTE EXTENSA CUASI-MONOCROMATICA.

Aplicando el teorema de Van Cittert-Zernike, se puede calcular la intensidad m\u00fasua  $J_{12}$  y el grado complejo de coherencia  $\mu_{12}$ , para dos puntos  $P_1$  y  $P_2$  que se encuentran sobre una pantalla  $\pi$  iluminada por una fuente imaginaria o extensa y cuasi-monocrom\u00e1tica. (Figura-2).

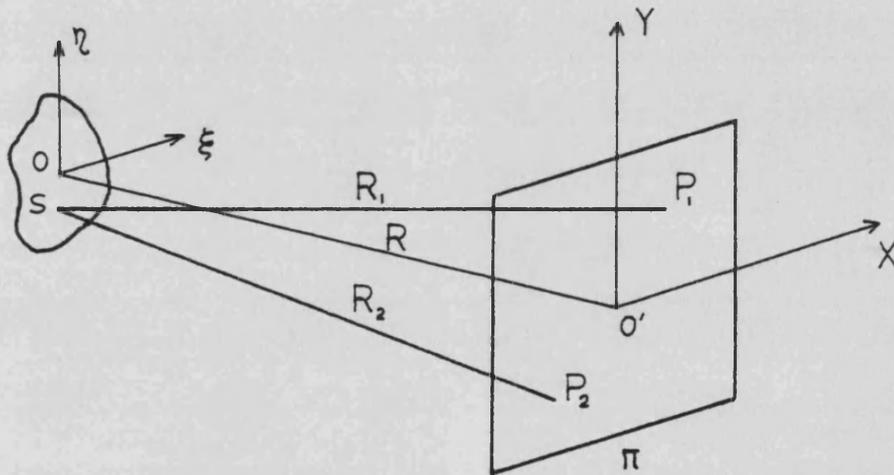


Fig - 2

Si llamamos  $I(S)$  a la intensidad por unidad de \u00e1rea de la fuente, la expresi\u00f3n que nos d\u00e1 este teorema para el c\u00e1lculo de  $J_{12}$  es:

$$J(P_1, P_2) = \int_{\sigma} I(S) \frac{e^{i\bar{k}(R_1 - R_2)}}{R_1 R_2} dS \quad (34)$$

donde  $R_1$  y  $R_2$  son las distancias entre un punto  $S$  de la fuente y los puntos  $P_1$  y  $P_2$  y  $\bar{k} = 2\pi/\lambda$  es el n\u00famero de ondas en el medio.

El grado complejo de coherencia  $\mu(P_1, P_2)$ , seg\u00fan las ecuaciones (32-b) y (34), vendr\u00e1 dado por,

$$\mu(P_1, P_2) = \frac{1}{I(P_1) I(P_2)} \int_{\sigma} I(S) \frac{i\bar{k}(R_1 - R_2)}{R_1 R_2} dS \quad (35)$$

donde

$$I(P_1) = J(P_1, P_1) = \int_{\sigma} \frac{I(S)}{R_1^2} dS \quad ; \quad I(P_2) = J(P_2, P_2) = \int_{\sigma} \frac{I(S)}{R_2^2} dS$$

son las intensidades en  $P_1$  y  $P_2$ .

Hay que destacar que la integral (35) es la misma que aparece en el cálculo, a partir del principio de Huygens-Fresnel, de la perturbación compleja de una figura de difracción procedente de la difracción de una onda esférica por una abertura en una pantalla opaca. Es decir, el teorema de Van Cittert-Zernike establece que *"el grado complejo de coherencia, que describe la correlación de vibraciones entre un punto fijo  $P_2$  y un punto variable  $P_1$  de un plano iluminado por una fuente primaria extensa cuasi-monocromática, es igual a la amplitud compleja normalizada en el correspondiente punto  $P_1$ , de una cierta figura de difracción centrada en  $P_2$ . Esta figura se obtendría reemplazando la fuente por una abertura difractante del mismo tamaño y forma que la fuente, y llenándola con una onda esférica convergente hacia  $P_2$ , siendo la distribución de amplitud sobre el frente de ondas en la abertura proporcional a la distribución de intensidad a lo largo de la fuente"*.

En muchos casos prácticos, si la fuente se puede considerar con intensidad uniforme, y tanto las dimensiones de la fuente como la distancia entre  $P_1$  y  $P_2$  son pequeñas comparadas con la distancia de estos puntos a la fuente, se pueden hacer algunas aproximaciones que permiten expresar  $\mu_{12}$  de forma más simple:

$$\mu_{12} = \frac{e^{i\phi} \int_{\sigma} I(\xi, \eta) e^{-i\bar{k}(p\xi + q\eta)} d\xi d\eta}{\int_{\sigma} I(\xi, \eta) d\xi d\eta} \quad (36)$$

siendo  $p = \frac{(X_1 - X_2)}{R}$  ,  $q = \frac{(Y_1 - Y_2)}{R}$  y

$$\phi = \frac{\overline{K}[(X_1^2 + Y_1^2) - (X_2^2 + Y_2^2)]}{2R}$$

Por tanto, "el grado de coherencia  $|\mu_{12}|$  es igual al valor absoluto de la transformada de Fourier normalizada de la función intensidad de la fuente".

La fase  $\phi$ , representa la diferencia de fase correspondiente a la diferencia de caminos  $OP_1 - OP_2$ , y es evidente que puede despreciarse cuando

$$OP_1 - OP_2 \ll \bar{\lambda}$$

Podemos aplicar el teorema de Van Cittert-Zernike para calcular el grado de coherencia en la retina cuando la pupila está iluminada con una luz incoherente cuasi-monocromática. Si calculamos la ecuación (37) para el caso de una fuente circular de radio  $a$  centrada en  $O$  obtenemos:

$$\mu_{12} = \frac{2J_1(Z)}{Z} \qquad Z = \frac{2\pi n(0,929) d}{\lambda_0 d_i}$$

donde se ha tenido en cuenta que para el ojo  $\lambda = \lambda_0/n$ , siendo  $n = 1,336$  el índice de refracción en el interior del ojo, y que la pupila efectiva es  $0,92.a$ ,  $d$  es la distancia entre los puntos  $P_1$  y  $P_2$  de la retina,  $d = 20,5 \text{ mm}$  la distancia entre la fuente en el plano de la pupila y la retina y  $J_1(Z)$  la función de Bessel de primer orden.

Con esto podemos calcular una distancia  $d_c$  sobre la retina, dentro de la cual el grado de coherencia sea mayor de  $0,88$ , ya que  $|\mu_{12}| = 0,88$  cuando  $Z=1$  (Fig-3) esta distancia  $d_c$  definiría una zona de coherencia en la retina.

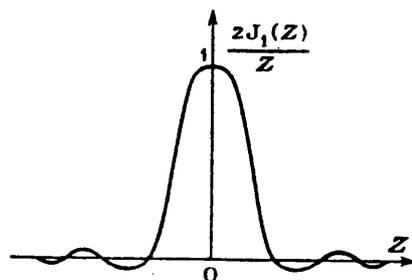


Fig-3

Estas distancias  $d_c$  son inversamente proporcionales al tamaño de la pupila y las hemos calculado para pupilas de 4,25 mm, 3 mm, 2 mm y 1 mm y para  $\lambda=632,8$  nm. Los resultados pueden verse en la Tabla - I.

TABLA - I

<u>Pupila(mm)</u>	<u><math>d_c</math> (<math>\mu</math>m)</u>
1	3,36
2	1,68
3	1,12
4,25	0,79

## BIBLIOGRAFIA

[1] M. Born, E. Wolf: Principles of Optics (Pergamon Press, London New York. 5ª edición, (1975).

[2] Lo J. Bour, Jos C.M. Verhoosel. Vision Res., 19, 717 (1979)

## CAPITULO IV

MOTEADO

## MOTEADO

Las superficies difusoras son extremadamente rugosas si se consideran a escala de las longitudes de onda del espectro visible ( $\lambda \sim 5.10^{-7}$  metros) y las irregularidades que presentan están distribuidas aleatoriamente.

Si un haz de luz coherente incide sobre una superficie de estas características, cada uno de los puntos da lugar a un onda secundaria Fig. 1-a. Estas ondas elementales son coherentes y sus fases son aleatorias; al superponerse en una pequeña porción del espacio entorno del punto  $P_0$ , moderadamente distante de la superficie  $D$ , dan lugar a una figura de interferencia centrada en  $P_0$ , que llamaremos mota, caracterizada por una distribución de intensidad función de los caminos ópticos recorridos por cada una de las ondas elementales. La fase de esta figura de interferencia varía aleatoriamente de un punto a otro del espacio. Estas figuras de interferencia, distribuidas al azar en el espacio que rodea a la superficie  $D$ , dan lugar a una distribución de intensidad granular que es lo que llamamos moteado (\*).

Cuando en lugar de considerar el caso de propagación en el espacio libre como es el caso de la Fig. 1-a, consideramos un sistema de formación de imagen como en la Fig. 1-b, además de interferencias tenemos que incluir también la difracción en la explicación del fenómeno. Incluso para un sistema de imagen perfectamente corregido (sin aberraciones), la mota centrada en el punto  $P_0$  resulta de la superposición coherente de ondas secundarias procedentes de todos los puntos de una región elemental de la superficie, centrada alrededor del punto  $M$  del cual  $P_0$  es el conjugado. Solamente en el caso de que el sistema formador de imagen sea capaz de separar las irregularidades microscópicas de la superficie, desaparece la estructura granular en la distribución de la intensidad, y existe una correspondencia biunívoca entre cada punto de la superficie objeto y cada punto del plano imagen.

Por lo tanto en la iluminación coherente, el moteado existe tanto en la propagación óptica como en la imagen formada mediante cualquier sistema.

(\*) En la literatura inglesa se emplea el término "speckle."

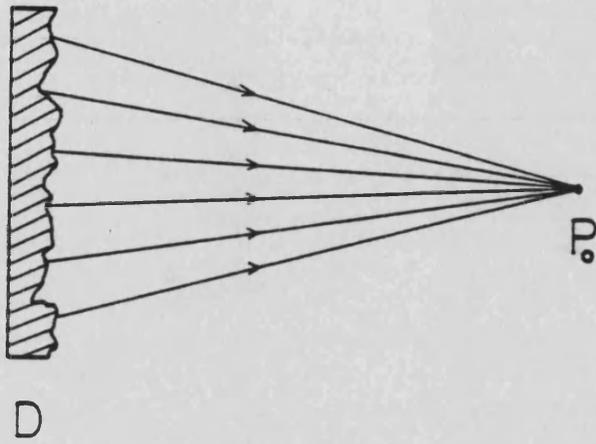


Fig.1-a

*Mota que se origina en la propagación en el espacio libre.*

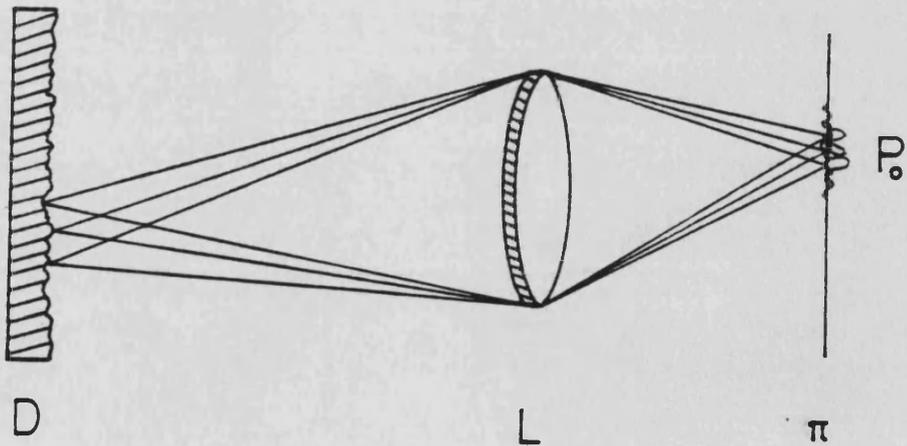


Fig.1-b

*Mota que se origina en un sistema formador de imágenes.*

## ESTADÍSTICA DEL MOTEADO

En el estudio del moteado los parámetros que interesa conocer son las variaciones de intensidad (contraste) y su tamaño medio. Ambas características son consecuencia de su comportamiento estadístico.

Cuando se consideran las propiedades estadísticas de primer orden del moteado la que más interesa es la *función densidad de probabilidad de la intensidad*. Pero además, se consideran las propiedades estadísticas de la intensidad de segundo y tercer orden llamadas *función de autocorrelación*, *espectro de potencia* o espectro de Wiener y la variancia. Sin embargo, puesto que el espectro de potencia y la función de autocorrelación están relacionadas por una transformada de Fourier bidimensional, el conocimiento de una siempre implicará el conocimiento de la otra, por tanto sólo será necesario hablar de una de ellas; normalmente hablaremos de la función de autocorrelación. En cuanto a la variancia viene dada por el valor de la función de autocorrelación con retraso cero, o bien por el volumen contenido bajo el espectro, por tanto esta cantidad también viene ya dada implícitamente para cada función.

### a) CALCULO DEL CONTRASTE (ESTADÍSTICA DE PRIMER ORDEN)

El moteado centrado en un punto  $P_0$  del espacio está constituido por la superposición coherente de un gran número de ondas secundarias procedentes de diferentes zonas elementales de la superficie difusora y defasadas entre sí. Así la amplitud compleja  $A(x, y, z)$  se representa como una suma de muchas amplitudes complejas elementales (\*):

$$A(x, y, z) = \sum_{k=1}^N \frac{1}{\sqrt{N}} \alpha_k(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N |\alpha_k(x, y, z)| \cdot e^{i\psi_k(x, y, z)} \quad (1)$$

donde  $N$  es el número de elementos difusores de la superficie rugosa y  $\alpha_k$  es la amplitud compleja engendrada por el  $k$ -ésimo elemento de la superficie. Si  $A^{(r)}$  y  $A^{(i)}$  son las partes real e imaginaria de  $A$ , se tiene:

(\*) A lo largo de este capítulo suponemos ondas perfectamente monocromáticas y sólo consideramos el caso del moteado totalmente polarizado.

$$A^{(r)} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N |a_k(x, y, z)| \cos \psi_k(x, y, z) \quad (2)$$

$$A^{(i)} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N |a_k(x, y, z)| \operatorname{sen} \psi_k(x, y, z)$$

Para llegar al resultado que buscamos es necesario suponer una serie de condiciones para las propiedades estadísticas de las amplitudes complejas elementales. Veámos cuáles son esas suposiciones y su significado físico:

- 1) El módulo  $|a_k|$  es estadísticamente independiente de la fase  $\psi_k$ .
- 2) La amplitud  $a_k$  y la fase  $\psi_k$  de la  $k$ -ésima onda secundaria elemental es estadísticamente independiente de cualquier otra amplitud y fase  $a_n$  y  $\psi_n$  de otra onda secundaria elemental.

Es decir que no hay ninguna correlación entre dos amplitudes complejas  $a_k$  y  $a_n$  engendradas en  $P_0$  por dos superficies elementales cualquiera de  $D$ .

- 3) Las fases  $\psi_k$  están uniformemente distribuidas en el intervalo  $-\pi$  y  $+\pi$ . (Cuando la superficie es rugosa comparada con la longitud de onda, la fase recorre varias veces  $2\pi$  radianes y la probabilidad es uniforme en ese intervalo).

En estas condiciones:

$$\langle A^{(r)} \rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N \langle |a_k| \cos \psi_k \rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N \langle |a_k| \rangle \langle \cos \psi_k \rangle = 0 \quad (3)$$

$$\langle A^{(i)} \rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N \langle |a_k| \operatorname{sen} \psi_k \rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=1}^N \langle |a_k| \rangle \langle \operatorname{sen} \psi_k \rangle = 0 \quad (4)$$

por la condición 1) podemos separar amplitud y fase, y la condición 3) asegura el valor de  $\langle \cos \psi_k \rangle = \langle \operatorname{sen} \psi_k \rangle = 0$ .

$$\langle (A^{(r)})^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \sum_{m=1}^N \langle |a_k| |a_m| \rangle \langle \cos \psi_k \cos \psi_m \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \frac{\langle |a_k|^2 \rangle}{2} \quad (5)$$

$$\langle (A^{(i)})^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \sum_{m=1}^N \langle |a_k| |a_m| \rangle \langle \operatorname{sen} \psi_k \operatorname{sen} \psi_m \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \frac{\langle |a_k|^2 \rangle}{2} \quad (6)$$

$$\langle A^{(r)} A^{(i)} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \sum_{m=1}^N \langle |a_k| |a_m| \rangle \langle \cos \psi_k \operatorname{sen} \psi_m \rangle = 0 \quad (7)$$

Los valores medios de las partes real e imaginaria respectivamente son iguales a cero (ecuaciones (3) y (4)). Sus variancias son idénticas (ecuaciones (5) y (6)) y su grado de correlación es nulo (ecuación (7)).

Cuando  $N$  tiende a infinito, que es lo que generalmente ocurre en la práctica, las partes real e imaginaria de la amplitud (2) son la suma de un número infinito de contribuciones aleatorias independientes. Por el teorema del límite central se tiene que los valores asintóticos de  $A^{(r)}$  y  $A^{(i)}$  son funciones Gaussianas. Así, podemos ahora definir la densidad de probabilidad asociada a  $A^{(r)}$  y  $A^{(i)}$  por la función

$$P_{r,i}(A^{(r)}, A^{(i)}) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left\{-\frac{(A^{(r)})^2 + (A^{(i)})^2}{2\sigma^2}\right\} \quad (8)$$

donde

$$\sigma^2 = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \frac{\langle |a_k|^2 \rangle}{2} \quad (9)$$

es la desviación estandard

$$\langle (A^{(r)})^2 \rangle - \langle A^{(r)} \rangle^2 = \langle (A^{(i)})^2 \rangle - \langle A^{(i)} \rangle^2$$

Una función densidad de este tipo es conocida normalmente como una función densidad Gaussiana circular, ya que las curvas de densidad de probabilidad constante son círculos en el plano complejo.

A partir de las propiedades estadísticas de la amplitud compleja, se deducen las propiedades estadísticas de la intensidad que son las que más interesan; ya que en la mayoría de experimentos en la región óptica del espectro, lo que se mide directamente es la intensidad de la onda. Además encontraremos las propiedades estadísticas de la fase como consecuencia de este análisis.

La intensidad  $I(x,y,z)$  y la fase  $\theta(x,y,z)$  de la distribución de

amplitud compleja  $A(x,y,z)$  están definidas por las relaciones:

$$I(x,y,z) = (A^{(r)})^2 + (A^{(i)})^2 ; \quad \operatorname{tg} \theta = \frac{A^{(i)}}{A^{(r)}} \quad (10)$$

equivalentes a:

$$\begin{aligned} A^{(r)} &= \sqrt{I} \cos \theta \\ A^{(i)} &= \sqrt{I} \operatorname{sen} \theta \end{aligned} \quad (11)$$

Para encontrar la función densidad de probabilidad de  $I$  y  $\theta$ , basta con hacer un simple cambio de variables en la función densidad de  $A^{(r)}$  y  $A^{(i)}$ .

$$P_{I,\theta}(I,\theta) = P_{r,i}(\sqrt{I} \cos \theta, \sqrt{I} \operatorname{sen} \theta) ||J|| \quad (12)$$

donde  $||J||$  es el Jacobiano de la transformación

$$||J|| = \left| \begin{array}{cc} \frac{\partial A^{(r)}}{\partial I} & \frac{\partial A^{(r)}}{\partial \theta} \\ \frac{\partial A^{(i)}}{\partial I} & \frac{\partial A^{(i)}}{\partial \theta} \end{array} \right| = 1/2 \quad (13)$$

y las dobles barras  $||..||$  significan el módulo del determinante. Sustituyendo (8) y (13) en (12), se tiene:

$$P_{I,\theta}(I,\theta) = \begin{cases} \frac{1}{4\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{I}{2\sigma^2}\right) & I > 0 \\ & -\pi < \theta < +\pi \\ 0 & \text{en otra parte} \end{cases} \quad (14)$$

La función densidad de probabilidad para la intensidad sola será:

$$P_I(I) = \int_{-\pi}^{+\pi} P_{I,\theta}(I,\theta) d\theta = \begin{cases} \frac{1}{2\sigma^2} \exp\left(-\frac{I}{2\sigma^2}\right) & I \geq 0 \\ 0 & \text{en otra parte} \end{cases} \quad (15)$$

y análogamente:

$$P_\theta(\theta) = \int_0^{+\infty} P_{I,\theta}(I,\theta) dI = \begin{cases} \frac{1}{2\pi} & -\pi < \theta < +\pi \\ 0 & \text{en otra parte} \end{cases} \quad (16)$$

La intensidad en un punto  $P_0$  de una figura de moteado polarizado, obedece a una estadística de exponencial negativa, mientras que la fase obedece a una estadística uniforme. También hay que notar que:

$$P_{I,\theta}(I,\theta) = P_I(I)P_\theta(\theta) \quad (17)$$

y por tanto la intensidad y la fase son estadísticamente independientes en cualquier punto dado.

Ya que la intensidad es la cantidad de mayor interés, investigaremos sus propiedades estadísticas con más detalle.

De las ecuaciones (10), (9), (5) y (6) podemos ver que:  $\langle I \rangle = 2\sigma^2$ . El momento enésimo de la intensidad será:

$$\langle I^n \rangle = n! (2\sigma^2)^n = n! \langle I \rangle^n \quad (18)$$

El segundo momento y la variancia tienen especial interés y valen respectivamente:

$$\langle I^2 \rangle = 2\langle I \rangle^2 \quad (19)$$

$$\sigma_I^2 = \langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2 = \langle I \rangle^2 \quad (20)$$

Es decir que la desviación estándar  $\sigma_I$  de una figura de moteado polarizado es igual a la intensidad media. El contraste de una figura de moteado se suele definir como la relación entre la desviación standard y el valor medio de la intensidad  $C = \sigma_I / \langle I \rangle$ . Con esta definición, el contraste es siempre igual a la unidad.

En algunas aplicaciones prácticas se utiliza la probabilidad  $P(I)$  de que la intensidad sobrepase un cierto valor umbral  $I$  que es de gran interés. En este caso encontraremos que:

$$P(I) = \int_I^{+\infty} \frac{1}{\langle I \rangle} \exp\left(-\frac{\xi}{\langle I \rangle}\right) d\xi = \exp(-I/\langle I \rangle) \quad (21)$$

La Figura-2, representa la función densidad de probabilidad normalizada  $\langle I \rangle P_I(I)$  y la probabilidad de que la intensidad sobrepase un umbral  $I$ ,  $P(I)$ . Ambas funciones tienen la misma forma en este caso particular.

#### b) CALCULO DEL TAMAÑO (ESTADISTICA DE SEGUNDO ORDEN)

La estadística de primer orden permite calcular los valores medios de amplitud y de intensidad en un punto  $P_0(x, y, z)$  del espacio. Para determinar el tamaño medio de la mota centrada en  $P_0$ , hace falta calcular la función de autocorrelación de la intensidad luminosa en el punto  $P_0$ . La anchura de esta función de autocorrelación proporciona una medida razonable de la "anchura media" de una mota.

Sea  $A(x, y)$  el campo complejo existente en un plano paralelo con el  $(\xi, \eta)$  de la superficie rugosa, y a una distancia  $z$  de ella. Fig.3. La distribución de intensidad será  $I(x, y) = |A(x, y)|^2$  en el plano  $(x, y)$ . La función de autocorrelación de esta distribución de intensidad se define por:

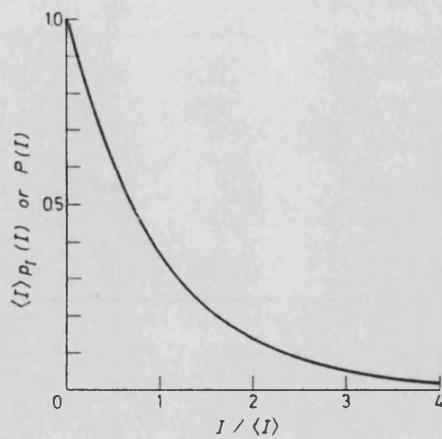


Fig-2

Esta gráfica representa la función densidad de probabilidad normalizada  $\langle I \rangle P_I(I)$ , y la probabilidad de que la intensidad sobrepase un valor umbral  $I, P(I)$ . En este caso particular ambas funciones tienen la misma forma.

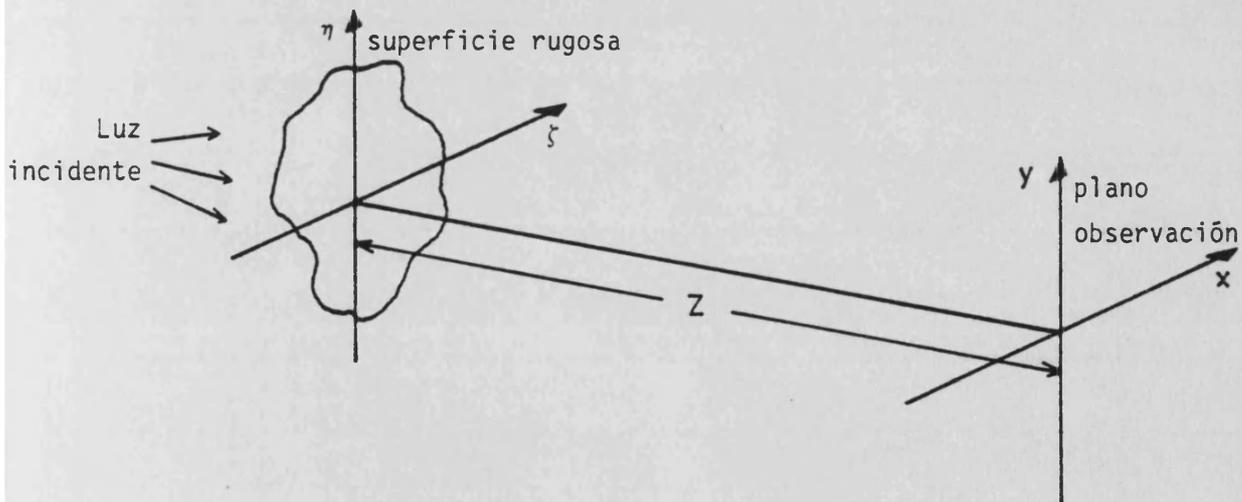


Fig-3

Formación del moteado en la propagación óptica en el espacio libre.

$$R_I(x_1, y_1; x_2, y_2) = \langle I(x_1, y_1) I(x_2, y_2) \rangle \quad (22)$$

para calcularla usaremos el hecho de que la superficie es rugosa comparada con una longitud de onda, el campo  $A(x, y)$  es una Gaussiana compleja circular variable al azar en cada punto  $(x, y)$ . Para estos campos la función de la intensidad puede expresarse por medio de la función de autocorrelación del campo, también llamada *intensidad mütua* del campo, que se representa por:

$$J_A(x_1, y_1; x_2, y_2) = \langle A(x_1, y_1) A^*(x_2, y_2) \rangle \quad (23)$$

La relación entre  $R_I$  y  $J_A$ , para campos Gaussianos complejos circulares, es:

$$R_I(x_1, y_1; x_2, y_2) = \langle I(x_1, y_1) \rangle \langle I(x_2, y_2) \rangle + |J_A(x_1, y_1; x_2, y_2)|^2 \quad (24)$$

donde se ha tenido en cuenta que  $J_A(x, y; x, y) = \langle I(x, y) \rangle$ . El problema de calcular  $R_I$  se ha reducido entonces a calcular la intensidad mütua  $J_A$ .

Para relacionar el valor del campo  $\alpha(\xi, \eta)$  en la superficie difusora y el valor del campo  $A(x, y)$  en el plano de observación, utilizaremos el principio de Huygens-Fresnel, con la aproximación de Fresnel, [2] que expresa:

$$A(x, y) = \frac{1}{\lambda z} \exp\left[-\frac{i\pi}{\lambda z}(x^2 + y^2)\right] \iint_{-\infty}^{+\infty} \alpha(\xi, \eta) \cdot \exp\left[-\frac{i\pi}{\lambda z}(\xi^2 + \eta^2)\right] \cdot \exp\left[\frac{i2\pi}{\lambda z}(x\xi + y\eta)\right] \cdot d\xi \cdot d\eta \quad (25)$$

Si  $A(x_1, y_1)$  viene expresada por la integral anterior con variables de integración  $(\xi_1, \eta_1)$  y  $A(x_2, y_2)$  con variables  $(\xi_2, \eta_2)$ , sustituyendo estas expresiones en (23) y promediando los campos tendremos la relación entre la intensidad m\u00fasua  $J_A$  en el plano de observaci\u00f3n y la intensidad m\u00fasua  $J_\alpha$  en el plano difusor.

$$J_A(x_1, y_1; x_2, y_2) = \frac{1}{\lambda^2 z^2} \cdot \exp\left[-\frac{i\pi}{\lambda z}(x_1^2 - x_2^2 + y_1^2 - y_2^2)\right] \cdot \iiint_{-\infty}^{+\infty} J_\alpha(\xi_1, \eta_1; \xi_2, \eta_2) \cdot \exp\left[-\frac{i\pi}{\lambda z}(\xi_1^2 - \xi_2^2 + \eta_1^2 - \eta_2^2)\right] \cdot \exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda z}(x_1 \xi_1 + y_1 \eta_1 - x_2 \xi_2 - y_2 \eta_2)\right] d\xi_1 d\eta_1 d\xi_2 d\eta_2 \quad (26)$$

Para tratar el tema que nos ocupa, podemos hacer algunas simplificaciones en esta expresi\u00f3n general. Primero, puesto que nos interesa s\u00f3lo el m\u00f3dulo de  $J_A$  (ver ecuaci\u00f3n 24), despreciamos el factor exponencial que precede a la integral. Segundo, si suponemos que la microestructura de la superficie difusora es irresoluble por una lente del tama\u00f1o de nuestra regi\u00f3n de observaci\u00f3n en el plano  $(x, y)$ , se puede escribir:

$$J_\alpha(\xi_1, \eta_1; \xi_2, \eta_2) = kP(\xi_1, \eta_1)P^*(\xi_2, \eta_2)\delta(\xi_1 - \xi_2, \eta_1 - \eta_2) \quad (27)$$

siendo  $k$  una constante de proporcionalidad,  $P(\xi, \eta)$  una funci\u00f3n pupila que define los l\u00edmites geom\u00e9tricos del objeto difusor y  $\delta(\xi, \eta)$  la funci\u00f3n delta bidimensional. Con estas simplificaciones queda:

$$J_A(x_1, y_1; x_2, y_2) = \frac{k}{\lambda^2 z^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} |P(\xi_1, \eta_1)|^2 \cdot \exp\left\{i\frac{2\pi}{\lambda z}[\xi_1(x_1 - x_2) + \eta_1(y_1 - y_2)]\right\} d\xi_1 d\eta_1 \quad (28)$$

Así vemos que la intensidad mütua del campo observado *sólo depende de la diferencia de coordenadas* en el plano  $(x,y)$ , y viene dada, salvo constantes multiplicativas, por la transformada de Fourier de la distribución de intensidad  $|P(\xi,\eta)|^2$  incidente sobre el spot difusor. Esta relación puede verse como totalmente análoga al teorema de Van Cittert-Zernike de la teoría de la coherencia clásica (Ref.3).

Sustituyendo el valor de  $J_A$  de la (28) en la ecuación (24) tendríamos una expresión de la función de autocorrelación. Sin embargo, en muchos casos es conveniente trabajar con una versión normalizada de la intensidad mütua, conocida como *factor de coherencia complejo* (o grado complejo de coherencia) y definida por:

$$\mu_A(x_1, y_1; x_2, y_2) = \frac{J_A(x_1, y_1; x_2, y_2)}{[J_A(x_1, y_1; x_1, y_1) J_A(x_2, y_2; x_2, y_2)]^{1/2}} \quad (29)$$

que usando (28) toma la forma:

$$\mu_A(\Delta x, \Delta y) = \frac{\iint_{-\infty}^{+\infty} |P(\xi, \eta)|^2 \cdot \exp\left[i \frac{2\pi}{\lambda z} (\xi \Delta x + \eta \Delta y)\right] d\xi d\eta}{\iint_{-\infty}^{+\infty} |P(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta} \quad (30)$$

Finalmente la función de autocorrelación de la intensidad del moteado queda expresada:

$$\begin{aligned} R_I(\Delta x, \Delta y) &= \langle I \rangle^2 [1 + |\mu_A(\Delta x, \Delta y)|^2] = \\ &= \langle I \rangle^2 \left[ 1 + \left| \frac{\iint_{-\infty}^{+\infty} |P(\xi, \eta)|^2 \cdot \exp\left[i \frac{2\pi}{\lambda z} (\xi \Delta x + \eta \Delta y)\right] d\xi d\eta}{\iint_{-\infty}^{+\infty} |P(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta} \right|^2 \right] \end{aligned} \quad (31)$$

donde vemos que es proporcional a la suma de una constante y la transformada de Fourier normalizada de la intensidad incidente en el plano objeto. El tamaño medio del moteado centrado en  $P_0$ , se define por el primer valor  $(\Delta x, \Delta y)$  que anula la parte variable de la función de autocorrelación. En el caso en que la pupila  $P$  tenga una transparencia uniforme,  $\tau$  es igual al radio de la figura de difracción de Fraunhofer de un objetivo perfecto, limitado por la pupila  $P(\xi, \eta)$ , y de distancia focal igual a  $Z$ . Se ve pues que es constante para todos los puntos del plano  $\pi$  que pasan por  $P_0$  y son paralelos a la superficie  $D$ .

Otra de las propiedades estadísticas de la intensidad del moteado que tiene mucho interés es, como se ha dicho, *el espectro de potencia* también conocido por espectro de Wiener ya que por el teorema de Wiener-Khinchine (Ref.4), el espectro de potencia  $G_I(v_x, v_y)$  de  $I(x, y)$  viene dado por la transformada de Fourier de la función de autocorrelación  $R_I(\Delta x, \Delta y)$ . Aplicando la transformación de Fourier a (31) se obtiene:

$$G_I(v_x, v_y) = \langle I \rangle^2 \left\{ \delta(v_x, v_y) + \frac{\iint_{-\infty}^{+\infty} |P(\xi, \eta)|^2 |P(\xi - \lambda z v_x, \eta - \lambda z v_y)|^2 d\xi d\eta}{\left[ \iint_{-\infty}^{+\infty} |P(\xi, \eta)|^2 d\xi d\eta \right]^2} \right\} \quad (32)$$

Esta expresión nos dice, que el espectro de potencia del patrón de moteado consta de una función delta centrada en el punto  $v_x = v_y = 0$  más una componente extendida en las frecuencias que tiene la forma de la función de autocorrelación normalizada de la distribución de intensidad incidente sobre la abertura que limita la superficie difusora. La mitad de la potencia está contenida en la componente de frecuencia cero y la mitad en la componente extendida.

Los resultados son similares si consideramos que el plano de observación  $(x, y)$  de la Fig-3, es ahora el plano imagen del difusor obtenida por medio de una lente como se representa en la Figura-4.

En esta situación, suponemos que el objeto está uniformemente iluminado por transmisión (o reflexión) y que el tamaño de las motas que inciden sobre la pupila de la lente es extremadamente pequeño comparado con el diámetro de aquella, con lo cual podemos aplicar directamente los resultados obtenidos en el caso anterior dándole a  $P(\xi, \eta)$  una nueva interpretación. La función de autocorrelación de la intensidad en el plano

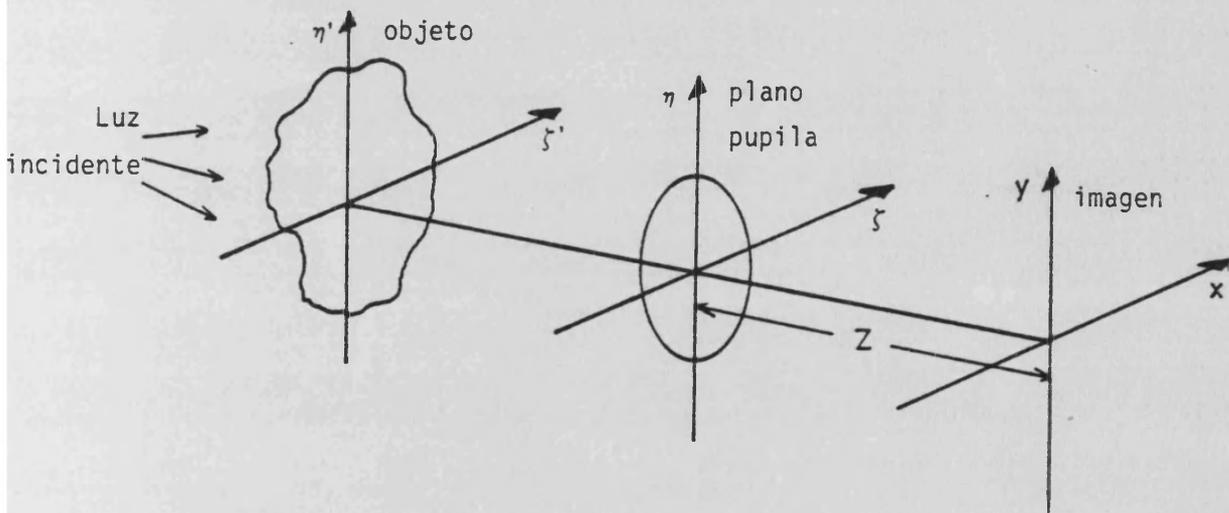


Fig-4

*Formación del moteado en la imagen obtenida mediante cualquier sistema óptico.*

imagen es pues la dada por la expresión (31), en la cual  $|P(\xi, \eta)|^2$  representa la transmitancia en *intensidad* de la pupila de la lente. Hay que hacer notar que la función de autocorrelación es independiente de las aberraciones de la lente, ya que en ella sólo interviene el módulo al cuadrado de la transmitancia en amplitud de la pupila, y tales aberraciones sólo afectan a la fase de  $P(\xi, \eta)$ .

Análogamente, de acuerdo con (32), el espectro de potencia del moteado en el plano imagen consta de una función delta en la frecuencia espacial cero, más una componente extendida que toma la forma de la función de autocorrelación de la transmitancia en intensidad  $|P(\xi, \eta)|^2$  de la pupila de la lente.

En nuestro caso, el de una lente con pupila circular de diámetro  $D$ , la función de autocorrelación y el espectro de potencia del moteado del plano imagen son:

$$R_I(r) = \langle I \rangle^2 \left[ 1 + \left| 2 \frac{J_1\left(\frac{\pi D r}{\lambda z}\right)}{\frac{\pi D r}{\lambda z}} \right|^2 \right] \quad (33)$$

siendo  $r = [(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2]^{\frac{1}{2}}$ , y

$$G_I(\rho) = \langle I \rangle^2 \left\{ \delta(v_x, v_y) + \left(\frac{\lambda z}{D}\right)^2 \frac{4}{\pi} \left[ \cos^{-1}\left(\frac{\lambda z}{D} \rho\right) - \frac{\lambda z}{D} \rho \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda z}{D} \rho\right)^2} \right] \right\} \quad (34)$$

para  $\rho \leq D/\lambda z$ , y cero en otra parte, siendo  $\rho = (v_x^2 + v_y^2)^{\frac{1}{2}}$ .

La expresión (33) la podemos escribir como:

$$R_I(r) = \langle I \rangle^2 \left[ 1 + \left| 2 \frac{J_1(z)}{z} \right|^2 \right] \quad (35)$$

donde  $z = \frac{\pi D r}{\lambda z}$

El tamaño medio de la mota vendrá dado por el valor de  $x$  que hace que la función  $J_1(Z)$  se anule por primera vez, lo que ocurre para  $Z=3,83$  (Fig-5). Se obtiene:

$$\tau = \frac{3,83\lambda z}{\pi D} = \frac{1'22\lambda z}{D}$$

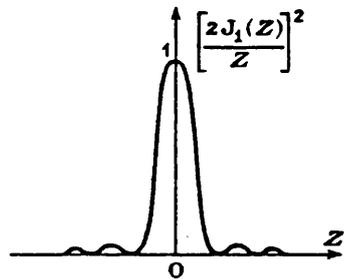


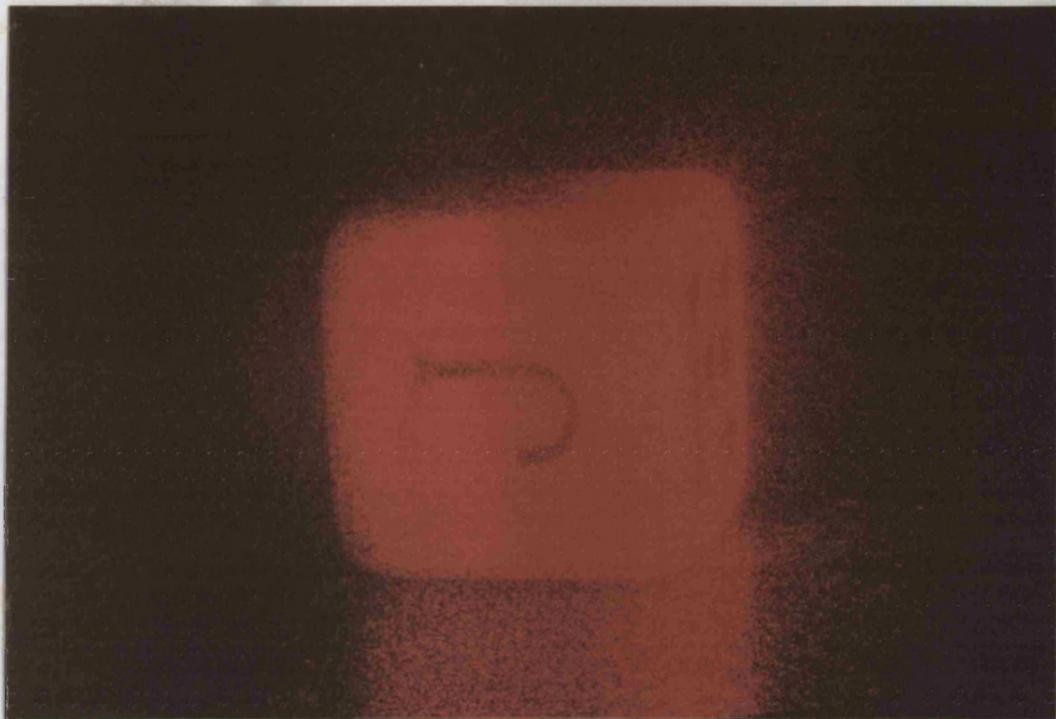
Fig-5

Forma de la función de autocorrelación para el caso de una pupila circular de diámetro  $D$ .

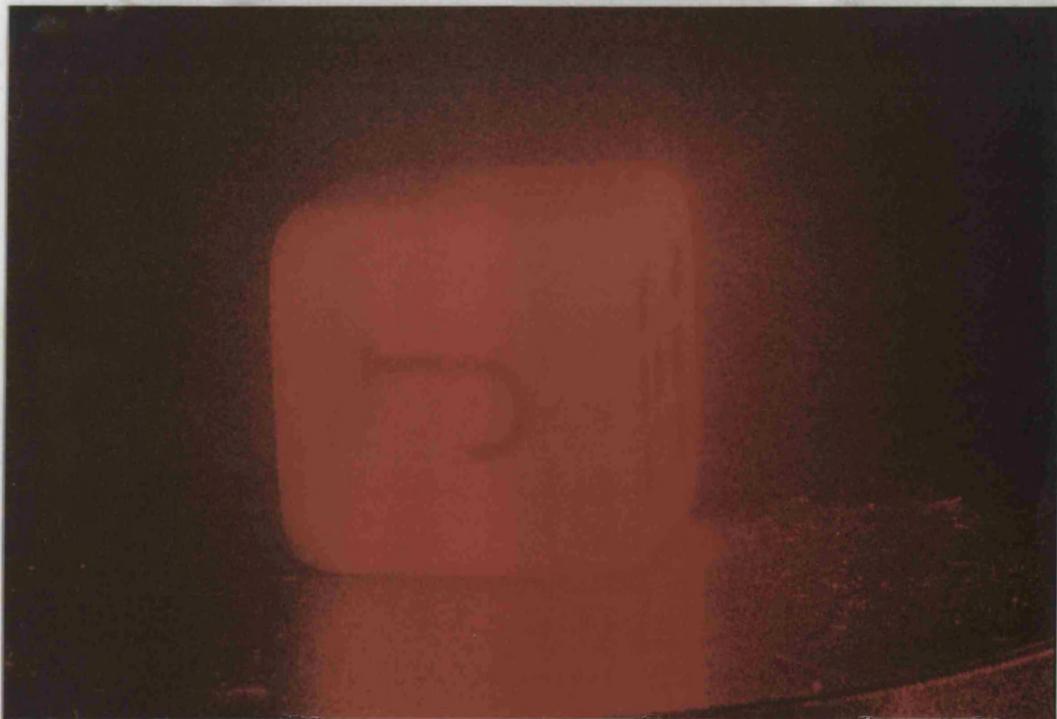
Sustituyendo los datos del ojo, donde la pupila efectiva es  $0,92 D$ , siendo  $D$  el diámetro pupilar;  $\lambda'=\lambda/n$  siendo  $n=1,336$  y  $Z=20,5$  mm, resulta:

$$\tau = 20,35 \lambda/D \quad (36)$$

Expresión que utilizaremos más adelante para calcular el tamaño del moteado en cada una de nuestras condiciones experimentales, sustituyendo en ella los diferentes valores de la longitud de onda y diámetros pupilares que empleemos. En las fotografías 2 y 3 se ve el moteado en un objeto iluminado con luz coherente. La primera fotografía está hecha con una pupila de 1 mm y la segunda con otra de 3 mm de diámetro.



Fot. 2. *Fotografía de un moteado con pupila de 1 mm.*



Fot. 3. *Fotografía de un moteado con pupila de 3 mm.*

## BIBLIOGRAFIA

- [1] J.W. Goodman: Laser Speckle and Related Phenomena, Ed. J.C. Dainty, (Springer-Verlag, Berlin) (1975).
- [2] J.W. Goodman: Introduction to Fourier Optics (McGraw-Hill Book Co., New York), (1968).
- [3] M. Born, E. Wolf: Principles of Optics (Pergamon Press, London, New York, 5ª edición) (1975).
- [4] D. Middleton: Introduction to Statistical Communication Theory (McGraw-Hill Book Co., New York) (1960)

## CAPITULO V

### REDUCCION DEL MOTEADO

## REDUCCION DEL MOTEADO

La "notable naturaleza granular o picante no presente en la luz ordinaria" que Regden y Gordon fueron los primeros en observar, fué reconocida rápidamente como la mayor objeción al uso de la luz coherente y, en consecuencia, después del descubrimiento de este fenómeno, en seguida se requerían métodos para poder reducirlo, si no completamente al menos parcialmente. Como resultado de esta búsqueda, en la literatura actual se encuentran descritos un amplio rango de métodos para reducir el moteado, cada uno de ellos tiene sus propias áreas particulares de aplicación, y cada uno de ellos presenta sus propias ventajas y desventajas.

Casi todas las técnicas de reducción de moteado pueden incluirse en estas cuatro categorías:

- 1) reducción del moteado iluminando con luz parcialmente coherente temporalmente.
- 2) reducción del moteado iluminando con luz parcialmente coherente espacialmente.
- 3) reducción del moteado en el tiempo-promedio moviendo una abertura.
- 4) reducción del moteado observando el patrón de moteado a través de una abertura finita.

Esta lista de métodos, que caen dentro de diferentes categorías, podría dar la impresión de modos de operación totalmente diferentes. Sin embargo, tal impresión estaría totalmente desencaminada porque de hecho *el modo de operación de cualquier procedimiento de reducción es siempre el mismo*, independientemente de la categoría a la cual pueda pertenecer. Con cualquier procedimiento de reducción de moteado, la intensidad en cualquier punto del patrón de moteado reducido siempre puede considerarse como resultado de la suma integrada de un número pequeño, grande o infinito de intensidades independientes o correlacionadas parcialmente, así *que el problema al que nos enfrentamos siempre en la reducción es el de encontrar las propiedades estadísticas de esta intensidad integrada.*

A lo largo de este capítulo, trabajaremos suponiendo que cada una de las intensidades contribuyentes procede de un proceso de amplitud compleja al azar (Gausiano). Por supuesto con esto, perdemos inevitablemente algún grado de generalidad, pero a cambio encontramos que podemos conseguir rápidamente descripciones estadísticas exactas.

Las condiciones bajo las cuales el mencionado proceso al azar es Gaussiano se encuentran muy a menudo en la práctica y ya se han mencionado en el capítulo anterior. Sin embargo, para evitar cualquier posibilidad de confusión las estableceremos de nuevo. Son 1) que la desviación standard de las fluctuaciones de talla en la superficie de difusión sea mayor que  $\lambda$ , así aseguramos que la fase de la onda difundida está uniformemente distribuida en el rango de  $0$  a  $2\pi$ , y 2) que muchos centros de difusión independientes contribuyan a cualquier punto dado en la imagen.

Nuestra capacidad para establecer expresiones para las propiedades estadísticas del moteado reducido depende enteramente de si podemos o no obtener explícitamente una cierta función cross-correlación de amplitud expresada en términos de la iluminación-imagen del sistema.

### REDUCCION DE LA COHERENCIA TEMPORAL Y ESPACIAL

Puesto que el moteado no se encuentra con iluminación incoherente, está claro que podemos reducirlo reduciendo simplemente la coherencia de la iluminación. Hay dos formas de hacer esto: una de ellas es reducir la coherencia temporal de la iluminación, y la otra es reducir la coherencia espacial.

Algunos investigadores (George and Jain [1], Elbsun et al [2]) adoptaron el primer método usando varias longitudes de onda diferentes en su iluminación. Además de demostrar el efecto que esto tiene en la reducción del moteado, mostraron que la reducción tiene, en este caso, una dependencia con la rugosidad de la superficie. Golbach [3] también adoptó éste método cuando usó luz blanca

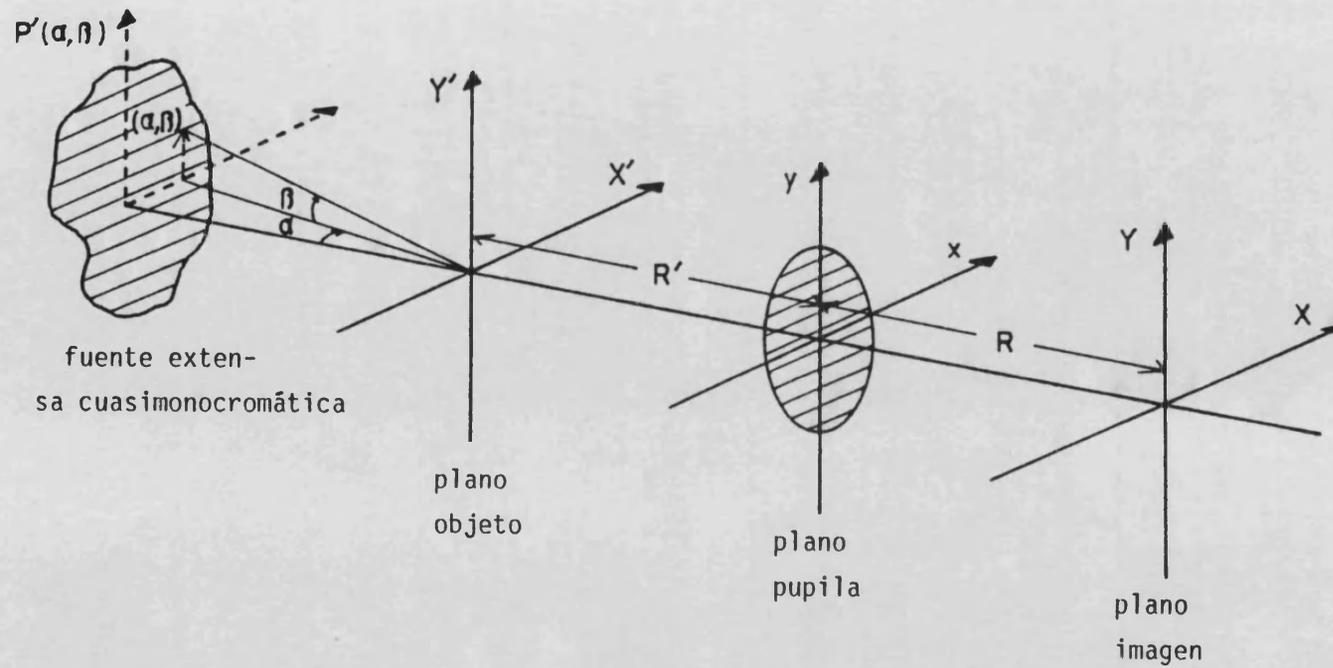


Fig.1

*Sistemas de coordenadas usadas en el análisis del moteado reducido en una imagen, cuando la iluminación es con luz parcialmente coherente.*

para reconstruir la imagen de hologramas planos. No necesitamos insistir sobre el significado de producir luz parcialmente coherente temporalmente, pero es evidente que podríamos usar cualquier fuente incandescente, quizá filtrada, o podríamos utilizar un laser multimodo.

La reducción del moteado reduciendo la coherencia espacial de la iluminación ha sido ampliamente discutida en la literatura. Arsenault y Lowenthal [4] y Lowenthal et al. [5] redujeron la coherencia espacial de un haz coherente interponiendo un simple difusor en movimiento para producir así una modulación de fase al azar sobre la extensión del haz. Aunque esta técnica es efectiva Tiziani [6], Shroder [7] y Lowenthal and Joyeaux [8] usaron una técnica todavía más efectiva: utilizaban dos difusores en estrecho contacto uno de ellos moviéndose con respecto al otro, esto producía una razón de modulación de fase más rápida.

Existen otras técnicas parecidas a las que acabamos de describir pero que utilizan cristales líquidos, prismas giratorios, etc..

El método de reducción de moteado que hemos utilizado para este trabajo es el de reducir la coherencia espacial del haz luminoso mediante el giro de un difusor que se interpone en el haz coherente. Las propiedades estadísticas de este moteado reducido es lo que vamos a desarrollar a continuación.

### LA FUNCION DE AUTOCORRELACION

El sistema de coordenadas utilizado para este análisis es el de la Figura-1.  $(X',Y')$  se refieren al plano objeto y  $(X,Y)$  al plano imagen, con los mismos números se denotan los puntos conjugados, y  $(x,y)$  se refieren al plano pupila. Además  $(x,y)$  son distancias reales, mientras que  $(X,Y)$  y  $(X',Y')$  están reducidas a escala por los factores  $2\pi/\lambda R$  y  $2\pi/\lambda R'$  respectivamente. La fuente extensa se considera a gran distancia del plano objeto, y cada punto de la fuente se especifica por sus coordenadas angulares  $(\alpha,\beta)$ , donde

$\alpha$  es la componente  $x$  del ángulo subtendido por el punto de la fuente con el eje del sistema óptico y  $\beta$  es la componente  $y$ . La fuente puede representarse en función de esas coordenadas angulares por la función distribución de luminosidad  $P'(\alpha, \beta)$ . Si, por ejemplo, tenemos una fuente circular uniformemente iluminada, colocada simétricamente alrededor del eje,  $P'$  se podría escribir como

$$P'(\alpha, \beta) = \begin{cases} 1 & \text{para } \alpha^2 + \beta^2 < \theta_0^2 \\ 0 & \text{en otra parte} \end{cases} \quad (1)$$

Partiendo del punto  $(\alpha, \beta)$  de la fuente designaremos el moteado en el punto imagen  $(X, Y)$  por la función intensidad  $I(\alpha, \beta; X, Y)$  donde, puesto que el patrón de moteado representado por esta distribución de intensidad es un patrón de moteado coherente, sabemos que debe ser estacionaria con  $X$  e  $Y$  y también con  $x$  e  $y$ . Lo que nos dice que  $\langle I(\alpha, \beta; X, Y) \rangle$  debe ser constante para todos los valores de  $x, y, X$  e  $Y$ , y por conveniencia llamaremos a esta constante  $\langle I \rangle$ . Así,

$$\langle I(\alpha, \beta; X, Y) \rangle = \langle I \rangle \quad (2)$$

Si un gran número de fuentes cuasi-monocromáticas, mutuamente incoherentes, están distribuidas de acuerdo con la función  $P'(\alpha, \beta)$ , la intensidad imagen total vendrá dada por la integral

$$I_t(X, Y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} P'(\alpha, \beta) I(\alpha, \beta; X, Y) d\alpha d\beta \quad (3)$$

La función de autocorrelación de esta intensidad puede escribirse de la forma:

$$C_t(\xi, \eta) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \iint_{-\infty}^{+\infty} P'(\alpha_1, \beta_1) P'(\alpha_2, \beta_2) \cdot [ \langle I(\alpha_1, \beta_1; X+\xi, Y+\eta) I(\alpha_2, \beta_2; X, Y) \rangle - \langle I \rangle^2 ] \cdot d\alpha_1 d\alpha_2 d\beta_1 d\beta_2 \quad (4)$$

donde hemos usado la relación (2).

Antes de evaluar (4) la función cross-correlación de la intensidad que aparece en brackets debe expresarse primero en función de cantidades asociadas con el sistema óptico. Para hacer esto, hemos de hacer uso del hecho de que la función amplitud  $A(\alpha, \beta; X, Y)$  correspondiente a la función intensidad  $I(\alpha, \beta; X, Y)$  es un proceso Gaussiano complejo. Un teorema establecido por Reed [8] nos permite entonces escribir:

$$\begin{aligned} \langle I(\alpha_1, \beta_1; X+\xi, Y+\eta) I(\alpha_2, \beta_2; X, Y) \rangle - \langle I \rangle^2 &= \\ &= |\langle A(\alpha_1, \beta_1; X+\xi, Y+\eta) A^*(\alpha_2, \beta_2; X, Y) \rangle|^2 \end{aligned} \quad (5)$$

La función cross-correlación normalizada de la amplitud,  $\langle A(\alpha_1, \beta_1; X+\xi, Y+\eta) A^*(\alpha_2, \beta_2; X, Y) \rangle / \langle I \rangle$ , aparecerá frecuentemente de ahora en adelante, por lo que conviene que la denominemos  $\rho(\alpha_1 - \alpha_2, \beta_1 - \beta_2; \xi, \eta)$ , donde, escribiendola de esta forma, hemos anticipado el hecho de que  $A(\alpha, \beta; X, Y)$  es estadísticamente estacionaria en  $x, y, X$  e  $Y$ . Así:

$$\rho(\alpha_1 - \alpha_2, \beta_1 - \beta_2; \xi, \eta) = \langle A(\alpha_1, \beta_1; X+\xi, Y+\eta) A^*(\alpha_2, \beta_2; X, Y) \rangle / \langle I \rangle \quad (6)$$

donde, como consecuencia de (2),  $\rho$  está normalizada a la unidad cuando  $\alpha_1 = \alpha_2, \beta_1 = \beta_2$  y  $\xi = \eta = 0$ .

Como se demuestra en un trabajo de T.S. McKechnie [9] la función cross-correlación de amplitud puede escribirse dependiendo de la función extensión del punto del sistema óptico  $h(X, Y)$  (la cual, por supuesto se incluye para introducir la dependencia del giro del difusor). De este modo:

$$\begin{aligned} \rho(\alpha_1 - \alpha_2, \beta_1 - \beta_2; \xi, \eta) &= \\ &= \frac{\iint_{-\infty}^{+\infty} h(X+\xi-X', Y+\eta-Y') h^*(X-X', Y-Y')}{\iint_{-\infty}^{+\infty} |h(X', Y')|^2 \exp[iR'(X'\alpha_1 + Y'\beta_1 - X'\alpha_2 - Y'\beta_2)] \cdot dX' dY'} \end{aligned} \quad (7)$$

donde  $\exp iR'(X'\alpha_1 + Y'\beta_1)$  es la fase de la iluminación en el punto

objeto  $(X', Y')$  cuando el punto fuente se encuentra en  $(\alpha_1, \beta_1)$ . En la ecuación anterior está implícita la suposición de que cualquier variación de la luminosidad del objeto es lenta en comparación con la magnitud de la función extensión del punto del sistema [9].

Si llamamos  $H(x, y)$  a la función pupila del sistema óptico (incluyendo aberraciones), la relación de transformada de Fourier entre esta función y  $h(X', Y')$  puede escribirse:

$$h(X', Y') = \iint_{-\infty}^{+\infty} H(x, y) \exp[i(Xx + Yy)] dx dy \quad (8)$$

Combinando esta ecuación con el teorema de la transformada de Fourier, la ecuación (7) puede expresarse de la forma:

$$\frac{\iint_{-\infty}^{+\infty} \rho(\alpha_1 - \alpha_2, \beta_1 - \beta_2; \xi, \eta) = \iint_{-\infty}^{+\infty} H(x - \alpha_1 R', y - \beta_1 R') H^*(x - \alpha_2 R', y - \beta_2 R') \exp[i(x\xi + y\eta)] dx dy}{\iint_{-\infty}^{+\infty} |H(x, y)|^2 dx dy} \quad (9)$$

Las cantidades  $\alpha R'$  y  $\beta R'$  pueden considerarse como las componentes  $x$  e  $y$  de distancias en el plano pupila (Figura-2), y podemos escribir:

$$\begin{aligned} \alpha_1 R' &= x_1, & \beta_1 R' &= y_1; \\ \alpha_2 R' &= x_2, & \beta_2 R' &= y_2. \end{aligned} \quad (10)$$

En función de estas nuevas variables, la función cross-correlación resulta:

$$\frac{\rho\left(\frac{x_1 - x_2}{R'}, \frac{y_1 - y_2}{R'}; \xi, \eta\right) = \iint_{-\infty}^{+\infty} H(x - x_1, y - y_1) H^*(x - x_2, y - y_2) \exp[i(x\xi + y\eta)] dx dy}{\iint_{-\infty}^{+\infty} |H(x, y)|^2 dx dy} \quad (11)$$

La función de autocorrelación, derivada de la función de cross-correlación dada por (9) será:

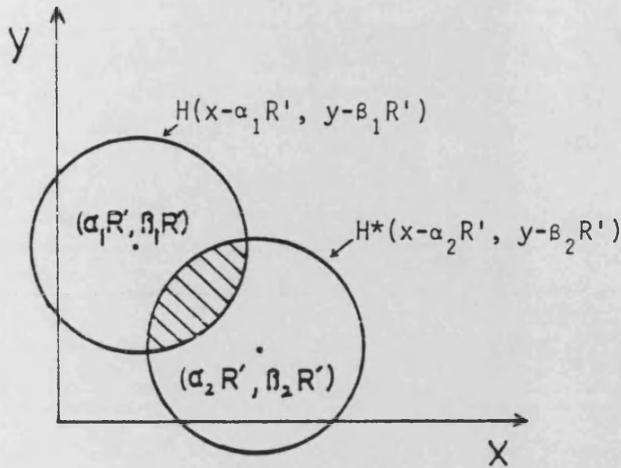


Figura - 2 .Dominio de integración (rayado) para la función de cross-correlación  $\rho(\alpha_1 - \alpha_2, \beta_1 - \beta_2; \xi, \eta)$  cuando el sistema óptico tiene pupila circular. Para un sistema libre de aberraciones con una pupila de transmitancia uniforme,  $\rho(\alpha_1 - \alpha_2, \beta_1 - \beta_2; 0, 0)$  viene dada por el área rayada, convenientemente normalizada.

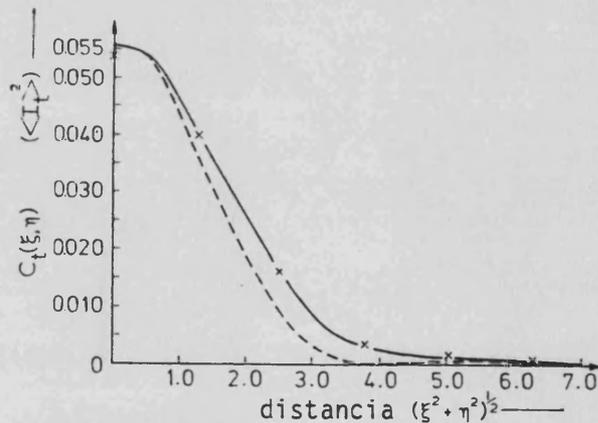


Figura - 3 . Valores experimentales basados sobre unas 5.000 medidas (cruces representados sobre la función de autocorrelación en tiempo promedio teórica (línea continua) para una abertura circular girando. En este caso,  $P(x, y)$  define un anillo circular infinitesimalmente estrecho. La curva en trazos muestra la función de autocorrelación cuando la abertura se mantiene estacionaria. Esta curva está a una escala vertical falsa; su verdadera altura es la unidad sobre la escala que se muestra. Su anchura más estrecha indica que los moteados se hacen más gruesos en el tiempo - promedio cuando la abertura se mueve.

$$C_t(\xi, \eta) = \frac{\langle I_t \rangle^2 \iint_{-\infty}^{+\infty} \iint_{-\infty}^{+\infty} P'(\alpha_1, \beta_1) P'(\alpha_2, \beta_2) |\rho(\alpha_1 - \alpha_2, \beta_1 - \beta_2; \xi, \eta)|^2 d\alpha_1 d\alpha_2 d\beta_1 d\beta_2}{\left[ \iint_{-\infty}^{+\infty} P'(\alpha, \beta) d\alpha d\beta \right]^2} \quad (12)$$

donde  $\langle I_t \rangle$  es la intensidad media en el patrón de moteado parcialmente coherente. Usando (11) en lugar de (9) puede obtenerse una expresión alternativa para la función de autocorrelación. Esta expresión alternativa, así como la expresión (11), en el caso de un sistema óptico libre de aberraciones, resultan ser idénticas a las expresiones que se obtienen en el caso de reducción de moteado por una abertura en movimiento ya que la diferencia con aquel caso es que allí no aparecían las aberraciones. Sólo es necesario que se cumpla la condición:

$$P'(\alpha, \beta) = P(x/R', y/R') \quad (13)$$

Así, dado un sistema óptico libre de aberraciones es posible producir exactamente la misma reducción de moteado usando iluminación parcialmente coherente, que la que se obtendría usando aberturas en movimiento.

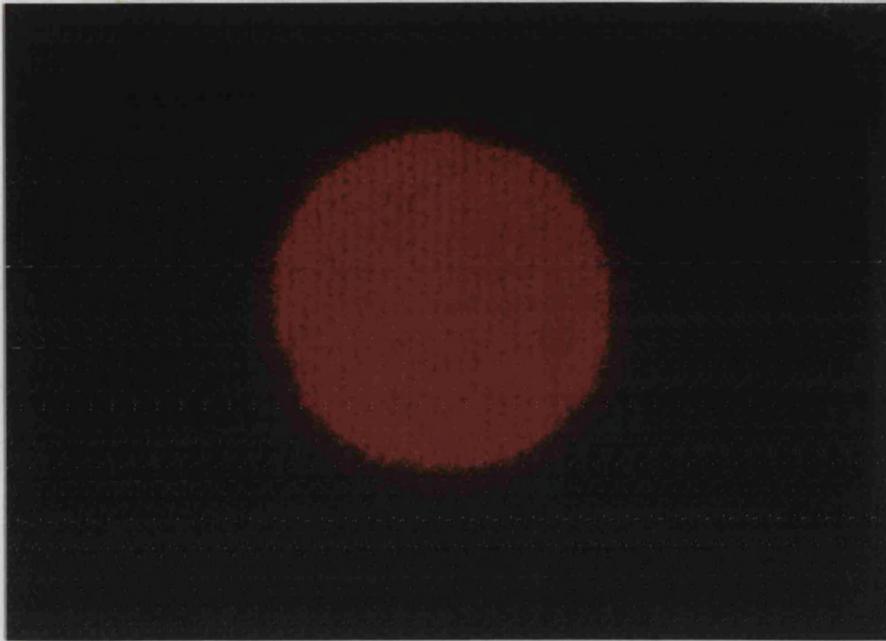
Esto es interesante porque, aunque hacer una evaluación de (12) en su forma más general sería una tarea inmensa incluso para una computadora muy amplia, se han hecho algunas evaluaciones para ciertos casos de interés. En los trabajos [10] y [11] se hicieron evaluaciones para aberturas circulares que realizaban un movimiento circular cíclico a varias distancias de un punto central. En estos casos el área de integración definida por  $P(x, y)$  fue reducida a una infinitesimalmente estrecha, anillo circular, y esto simplificó enormemente la computación. En un caso particular, se representaron valores medios de  $C_t(\xi, \eta)$  frente a valores predichos, lo que se puede ver en la Figura-3.

Como decíamos en párrafos anteriores, la Fig.3 debe también ser válida para el moteado formado en una imagen por un sistema óptico libre de aberraciones cuando la iluminación procede de una fuente circular incoherente y cuasimonocromática, que es aproximadamente nuestro caso, ya que trabajamos con pupilas pequeñas y test subtendiendo ángulos también pequeños con lo que disminuye mucho el efecto de las aberraciones.

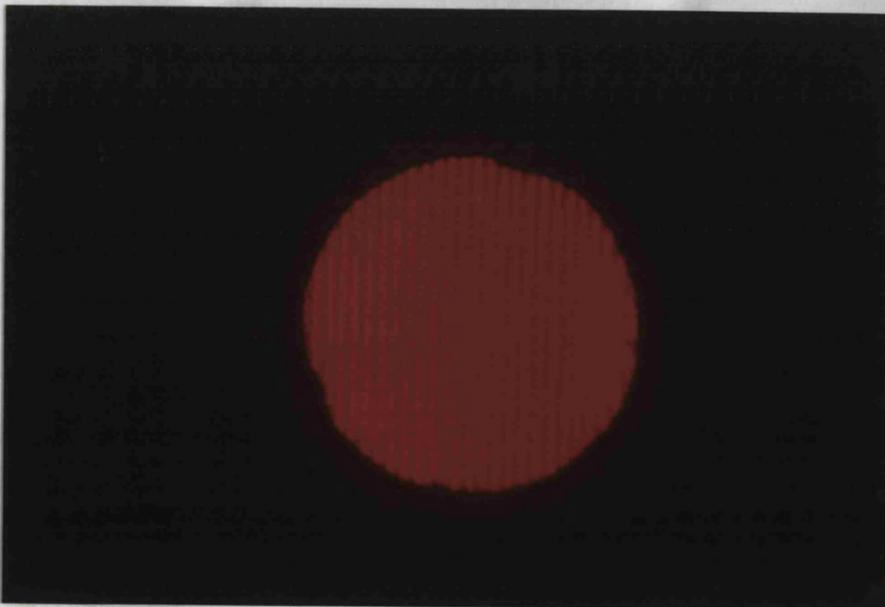
En presencia de aberraciones, por ejemplo si introducimos un desenfoque, ocurre que mientras la función cross-correlación correspondiente al caso de una apertura en movimiento seguiría dando exactamente el mismo resultado, la ecuación (12) daría un resultado diferente debido a los términos de fase adicionales presentes en la función pupila. En efecto, las aberraciones en (12) la harían tomar valores más pequeños, y en el límite, para aberraciones grandes, tomaría valores extremadamente pequeños. Esto significa que, el moteado reducido en la imagen de un objeto iluminado con luz parcialmente coherente, puede reducirse además introduciendo simplemente aberraciones tales como el desenfoque.

Como ya se ha dicho, conocida la función de autocorrelación, pueden calcularse las demás propiedades estadísticas del moteado reducido. Pero no creemos necesario extender más este capítulo con cálculos complicados y de escasa utilidad práctica en nuestro caso.

Sólo queremos poner de manifiesto que, mediante el giro de un difusor, conseguimos una buena reducción del moteado, como puede apreciarse por la disminución de los valores que toma la función de autocorrelación (Fig.3) y como veremos de forma más evidente en la práctica al realizar las experiencias. (Fotografías 4 y 5).



Fotografía - 4 *Fotografía de una mira de Foucault iluminada con luz coherente proyectada sobre un difusor quieto. Se aprecia claramente el moteado.*



Fotografía - 5 *Fotografía de la mira de Foucault anterior, pero con el difusor girando. Se observa que el moteado prácticamente desaparece.*

## BIBLIOGRAFIA

- [1] N. George, A. Jain: Opt. Commun, 6, 253 (1972)
- [2] M. Elbaum, M. Greenebaum, M. King: Opt. Commun; 5, 171 (1972)
- [3] H. Golbach: Optik 37, 45 (1973)
- [4] H. Arsenault, S. Lowenthal: Opt. Commun, 1, 451 (1970)
- [5] S. Lowenthal, D. Joyeux, H. Arsenault: Opt. Commun. 2, 184 (1970)
- [6] J.H. Tiziani: Thesis, University of London (1967)
- [7] E. Schroder: Opt. Commun. 3, 68 (1971)
- [8] S. Lowenthal, D. Joyeux: J. Opt. Soc. Am. 61, 847 (1971).
- [9] T.S. Mckechnie: Opt. Commun. 13, 29 (1975)
- [10] T.S. Mckechnie: Optik. 39, 258 (1974)
- [11] T.S. Mckechnie: Thesis, University of London 1974.
- [12] T.S. Mckechnie. "Laser Speckle and Related Phenomena". Ed. J.C. Dainty (Springer-Verlag, Berlin) (1975).

## CAPITULO VI

### AGUDEZA VISUAL

## AGUDEZA VISUAL

El *poder separador* de un sistema formador de imagen es un criterio simple que permite comparar la eficiencia relativa de diferentes sistemas.

Para calcularlo, se sigue el criterio propuesto por Rayleigh, que como ya vimos en el capítulo 2 consiste en considerar que dos puntos se ven justamente separados cuando en sus imágenes (figuras de difracción de Airy) el máximo principal de una coincide con el primer mínimo de la otra.

La separación angular de dos puntos justamente separables será pues:

$$s = 0.61 \frac{\lambda}{a} \quad (1)$$

donde "a" es el radio de la pupila de salida.

Ahora bien, si queremos generalizar esta expresión consideremos un sistema como el de la figura 1:

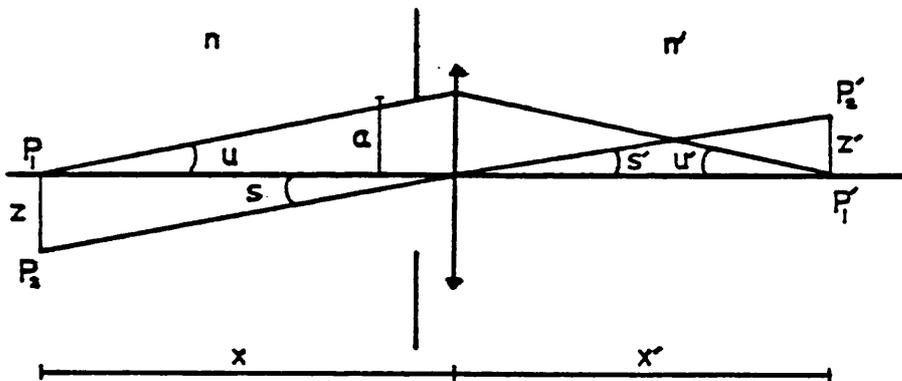


Fig - 1

Hemos considerado aquí la parte izquierda del sistema con un índice  $n$ , y la parte derecha con uno  $n'$ .  $s'$  es el semiángulo subtendido por el disco de difracción cuyo centro es  $P'_1$ . En la expresión de este semiángulo dada en la ecuación (1), la magnitud  $\lambda$  se refiere a la longitud de onda en el medio en el cual se forma la imagen. Si  $\lambda_0$  es la longitud de onda en el vacío, la longitud de onda a la derecha del sistema será  $\lambda' = \lambda_0 / n'$ , por tanto la expresión (1) se convertirá en:

$$s' = \frac{0,61 \lambda_0}{n'a} \quad (2)$$

por otra parte es fácil demostrar que la distancia lineal  $z$  entre dos puntos objeto igualmente brillantes y justamente separables será según este criterio,

$$z = \frac{0,61 \lambda_0}{n u} \quad (3)$$

Y la distancia lineal  $z'$  entre los centros de las imágenes,

$$z' = \frac{0,61 \lambda_0}{n' u'} \quad (4)$$

Pues bien, al poder separador del ojo se le llama *agudeza visual*.

Según lo definido anteriormente podremos dar el valor teórico al poder separador del ojo, es decir calcular de una manera general la agudeza visual.

En el caso del ojo los puntos  $P_1$  y  $P_2$  de la figura 1 representan dos puntos objeto justamente separables colocados a la distancia mínima de visión, es decir  $x=250 \text{ mm}$ .  $P'_1$  y  $P'_2$  son los centros de los discos de difracción de las imágenes de estos puntos formados sobre la retina, y su distancia  $z'$  es igual al radio del disco central.

Aunque como sabemos el diámetro pupilar del ojo varía con la luminancia, en el cálculo del poder separador se acostumbra asignarle un diámetro de 2 mm, o sea un radio " $a$ " de 1 mm. Supondremos también para simplificar que la refracción de la luz que penetra en el ojo se

produce sólo en la córnea. El diámetro del globo ocular es en total de unos 25 mm, es decir en este caso  $x'=25 \text{ mm}$ , y el índice de refracción  $n'$  del humor vítreo, en el cual se forma la imagen es 1,33 aproximadamente. A  $n$  le daremos el valor 1,00, ya que normalmente los objetos que miran los ojos suelen encontrarse en el aire.

Con todo esto el semiángulo " $u$ " del cono de luz que penetra en el ojo es a la distancia mínima de 250 mm,

$$u = \frac{1}{250} = 0,004$$

y como  $n=1$ , la máxima apertura numérica del ojo, para un radio de pupila de 1 mm será:

$$AN = 0,004$$

Por consiguiente, de acuerdo con el criterio de lord Rayleigh, la distancia entre dos puntos objeto justamente separables a una distancia de 25 cm, será para una  $\lambda=514 \text{ nm}$ :

$$z = \frac{0,61 \lambda_0}{n u} = 7,8 \cdot 10^{-3} \text{ cm} = 0,078 \text{ mm} = 0,1 \text{ mm}$$

Esta distancia coincide bastante bien con el poder separador real de un ojo normal.

Igualmente y según la expresión (4) podemos calcular la distancia  $z'$  entre los centros de los discos de difracción formados en la retina, para dos objetos puntuales justamente separables, y para una  $\lambda=514 \text{ nm}$ ,

$$z' = \frac{0,61 \lambda_0}{n' u'} = 5,9 \cdot 10^{-4} \text{ cm} = 0,01 \text{ mm}$$

Se ve así que la estructura de la retina está muy bien adaptada al poder separador del ojo, ya que la distancia entre los conos en la fovea, es de aproximadamente  $0,01 \text{ mm}$ . Si los conos estuvieran más separados no se utilizaría por completo el detalle disponible en la imagen retineana, mientras que no se ganaría nada si la distancia entre ellos fuera muy inferior al radio del disco de difracción de un

objeto puntual.

También podemos finalmente calcular el ángulo "s" bajo el cual se ven dos objetos puntuales que son justamente separados por el ojo,

$$s = \frac{0,61 \lambda_0}{n a} = 3,1 \cdot 10^{-4} \text{ radian} \approx 1 \text{ minuto}$$

Así, para que dos objetos puntuales sean separados han de subtender desde el ojo un ángulo de 1' de arco al menos.

Según todo lo expuesto hasta ahora parece en principio que la agudeza visual es un hecho perfectamente definido y bastante bien explicado. Sin embargo esto dista mucho de la realidad. Recordemos que todos los cálculos y razonamientos anteriores, se sustentan en el criterio de Lord Rayleigh que no deja de ser un criterio convencional y que como vimos en el capítulo 2 pueden existir otros, como la noción de frecuencia de corte asociada al conocimiento de la ley de transmisión en función de la frecuencia, que pueden ser más apropiados en algunos casos. Así mismo, además de basarnos en un criterio convencional, se ha supuesto una pupila, una longitud de onda, en suma una serie de condiciones específicas que nos han conducido a un resultado determinado. Por ejemplo, ya podemos suponer que si el diámetro pupilar disminuye, lo hace también la apertura numérica del ojo, por lo que los discos de Airy de la retina aumentan. En consecuencia, disminuye la posibilidad de separar detalles. Igualmente si el diámetro pupilar aumenta, también lo hacen las aberraciones, con los efectos que ello pueda conllevar.

Por todo esto, hemos de admitir que si bien los cálculos anteriores, son excelentes para darnos una idea general de lo que es la agudeza visual, así como un *orden* de su valor, si queremos estudiar la agudeza visual rigurosamente, tendremos que fijar con exactitud las condiciones del estudio y hacer las correspondientes medidas experimentales. Esto lo atestiguan la cantidad de experiencias hechas en este sentido que se encuentran en la bibliografía.

#### MEDIDA DE LA AGUDEZA VISUAL

La manera más corriente y efectiva de medir experimentalmente

la agudeza visual es mediante el empleo de optotipos.

Muchos han sido los empleados; por ejemplo ya en 1623 Daza de Valdés, alineaba granos de mostaza que hacía contar al observador, en 1882 Burchard empleaba un test parecido; pero el empleo de la discriminación del número de puntos de una figura pone en juego complejos fenómenos, de movimientos de ojos y de integración perceptiva, por lo que no es un buen criterio retineano.

Otro test para medir la agudeza visual en ciertos casos patológicos, es el propuesto por Golman (1943), que consiste en un conjunto de cuadrados blancos y negros regularmente distribuidos. Este test ha sido utilizado por diferentes autores, sobre todo para medidas de agudeza visual a bajas luminancias.

Otro test muy antiguo y todavía muy utilizado sobre todo en optometría, es el empleo de letras de imprenta. Ya en 1843 se publicó el priemr cuadrado con letras de imprenta en tamaños decrecientes por Kuchler. En 1862 Snellen adopta la convención de la agudeza unidad para una letra de 5' con detalles de 1', basándose en el hecho de que dichas letras son vistas por la mayor parte de los ojos normales.

Sin embargo un optotipo mucho más utilizado que los anteriores es el anillo de Landolt (1874). Este test consiste en un anillo con una pequeña abertura. Tiene la ventaja de que es una forma compleja y la percepción de la abertura (que puede presentar 4 u 8 posiciones) no depende más que de la propia abertura. Un test análogo al anillo de Landolt, es el corchete de Snellen en forma de *U* cuya abertura puede ocupar 4 posiciones.

No obstante hay que tener cuidado con el uso de estos test, porque por ejemplo en el anillo de Landolt el espesor del mismo en el punto simétrico de la abertura juega un papel importante según han mostrado Pergens y Guillery, igualmente Schober mostró que la posición de la abertura influye mucho en los resultados.

Por otra parte, fue en el empleo de estos optotipos, cuando se estableció el sistema de caracterizar el límite de separación, no por el ángulo  $\alpha$  que subtiende la abertura sino por la *agudeza visual*  $V$  definida por la inversa del ángulo  $\alpha$  en minutos. La agudeza es pues un número que es más elevado conforme el detalle que se aprecia es más pequeño. La agudeza 1 corresponde convencionalmente a  $\alpha=1'$ , sin que

ello conlleve ninguna significación ni fisiológica ni estadística.

Los primeros estudios de la variación de  $V$  se hicieron con respecto a la luminancia y se hicieron con un anillo de Landolt negro sobre fondo blanco. Los trabajos más interesantes en este sentido son los de König (1897) y los de Hecht (1928) [1]. Observamos, que ya desde un principio la primera variable con respecto a la cual se medía la agudeza visual era la luminancia.

Muchos fueron los autores que con estos test midieron la variación de la agudeza visual en función de la luminancia, Lythgoe, Schlaer, Siedentopf, Meyer etc., para que finalmente Moon y Spencer (1944) condensaran todos los resultados en una fórmula empírica que representa de una manera bastante buena la variación de  $V$  en el dominio fotópico,

$$V = V_{\infty} L (0,28 + L^{1/3})^{-3}$$

$V_{\infty}$  es la agudeza asintótica.

Estas expresiones, lógicamente se ajustan bien a los resultados experimentales, pero tienen muy poca utilidad práctica.

Ferree y Rand [2], [3] estudiaron, por el contrario, el tiempo mínimo de presentación de un anillo de Landolt en función de la luminancia. Estos datos es muy importante tenerlos en cuenta a la hora de medir la agudeza visual, ya que pueden hacerla variar fuertemente.

Finalmente, hablaremos del test denominado mira de Foucault que fue precisamente el utilizado por nosotros. Este test consiste en una red de trazos blancos y negros de la misma anchura. Aunque es muy antiguo, su empleo fue generalizado por Foucault (1859) para el estudio del límite de separación de los instrumentos ópticos.

En principio su empleo para el caso del ojo es delicado, pues el más pequeño astigmatismo conduce a resultados que varían mucho según la orientación de los trazos. Ahora bien si el astigmatismo no existe o está bien corregido, este problema desaparece. Por otra parte parece que el límite de separación es un poco más elevado cuando las líneas están inclinadas  $45^{\circ}$  que cuando están verticales u horizontales Higgins, Stultz, [4] y P.J. Landi [5]; este fenómeno subsiste con iluminación instantánea ( $10^{-3}$  seg) lo que elimina movimientos

del ojo como causa posible; aumenta un poco con el diámetro pupilar lo que sugiere que una parte al menos de este efecto es de origen dióptrico; la luminancia no afecta prácticamente a este fenómeno.

Otro cuidado que se ha de tener con el uso de la mira de Foucault, es con las "*falsas resoluciones*", que provienen de la estructura periódica del test que puede dar lugar a una repartición periódica de iluminación retineana cuando el test hace ya tiempo que ha dejado de verse.

Sin embargo y a pesar de los anteriores inconvenientes, la mira de Foucault presenta para nuestras experiencias unas ventajas decisivas, como puede ser su sencillez para un posterior análisis armónico, así como que los principales trabajos sobre el tema y que nos servirán para discutir nuestros resultados están hechos con miras de Foucault.

Durante mucho tiempo se ha medido el límite de separación por el ángulo bajo el cual se ve el paso de la red. Sin embargo en la actualidad está generalmente extendido el medirlo en ciclos/grado. Nuestros resultados los daremos de las dos formas.

Igualmente que con el anillo de Landolt, los estudios de la variación de la agudeza visual con la luminancia utilizando una mira de Foucault, se han hecho exhaustivamente. Los más importantes son los de Shlaer [6] que nos servirán en la discusión de nuestros resultados.

Danjon [7], resumía también los resultados obtenidos en este sentido, y dió una fórmula empírica para la agudeza visual en función de la luminancia ( $10^{-3} < L < 2 \cdot 10^3$ ), y del contraste  $C$ ,

$$25 = 71 + [8 \cdot 10^{-4} + (C + 0,07)(0,033 \log_{10} L + 0,04)]^{-1}$$

Como la expresión de Moon y Spencer para el caso del anillo de Landolt, esta fórmula tiene muy poco sentido práctico. No obstante, y aunque nosotros no lo hemos explicitado en esta Tesis por no ser necesario en ningún momento, el lector interesado podrá comprobar que nuestros resultados, obtenidos siempre con miras de Foucault, se ajustan perfectamente a la expresión anterior de Danjon.

## ESTUDIOS SOBRE LA AGUDEZA VISUAL

La agudeza visual ha sido y sigue siendo estudiada exhaustivamente y bajo muchos y diferentes aspectos. Todo esto hace que tengamos en la actualidad una gran cantidad de datos sobre el tema, con cuya aportación se podrá sacar alguna conclusión sobre las bases teóricas de la agudeza visual.

Por todo ello en este apartado nos dedicaremos a exponer los principales trabajos que se han hecho sobre la agudeza visual y los principales parámetros que influyen en ella.

### VARIACION DE LA AGUDEZA VISUAL CON EL DIAMETRO PUPILAR

El diámetro pupilar juega un papel importante en la medida de la agudeza visual. Ya en 1842 Lister destacó el hecho, así como lo hicieron posteriormente Hummelshein (1898) y Cobb (1915); pero fue Arnulf [8] quien hizo un estudio sistemático del problema utilizando miras de Foucault de contraste  $C$  y con luminancia  $L$  variables. Según sus resultados si  $L > 1 \text{ cd/m}^2$  el límite de separación  $s$ , es constante si el diámetro pupilar  $d$  es superior a 2 mm y si  $C > 0,1$ ; para bajos contrastes hay un valor óptimo situado hacia  $d = 2 \text{ mm}$  con altas luminancias y se desplaza hasta  $d = 6 \text{ mm}$  cuando  $L = 1$  y  $C = 0,02$ . Si por el contrario,  $L < 0,1 \text{ cd/m}^2$  hay siempre una mejora de la agudeza cuando " $d$ " aumenta.

Arnulf presenta sus resultados dando el límite de separación específica  $\sigma$ , definido por,

$$\sigma = s \cdot d$$

Los resultados correspondientes a un observador vienen representados en la figura 2.

Los resultados de Arnulf fueron corroborados por varios autores, como Byram (1944) y Coleman, Fridge y Harding (1949).

Sin embargo, todos estos trabajos estan hechos con luminancia dada, y se les puede objetar que, ya que el diámetro pupilar se varía, varía asimismo la iluminación retineana. Fue por esto por lo que

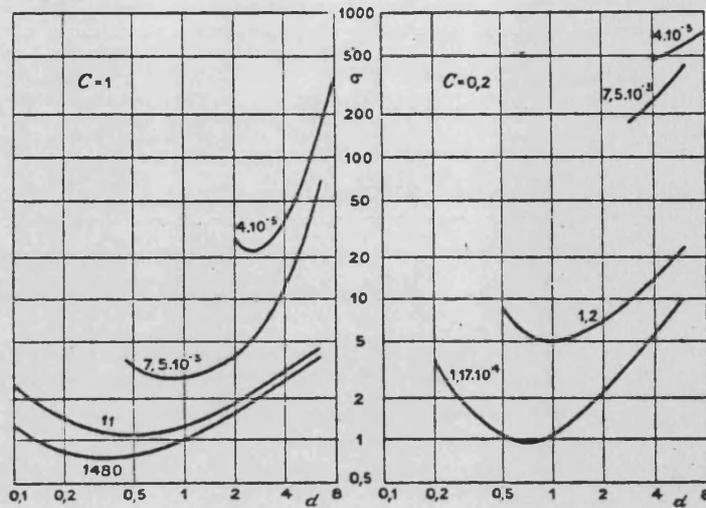


Fig - 2

Resolución específica,  $\sigma$ , (en mm x minutos) en función del diámetro pupilar  $d$  (en mm) para distintas luminancias (indicadas en  $\text{cd/m}^2$  al lado de las curvas) y dos contrastes  $c$  diferentes. Las escalas son logarítmicas en los dos ejes.

Leibowitz [9] en 1952, realizó estas mismas experiencias, pero manteniendo la iluminación retineana constante, y usando una mira de Foucault de contraste 1.

Los resultados que obtuvo Leibowitz vienen dados en la Tabla I.

Estos resultados nos servirán para compararlos con los obtenidos por nosotros, que están hechos en las mismas condiciones que Leibowitz es decir con mira de Foucault de  $C=1$ , e iluminación retineana constante. Podremos ver que nuestras experiencias hechas con luz parcialmente coherente se ajustan muy bien con estos resultados y en general se corrobora también el hecho adelantado por Arnulf, de que el límite de separación " $s$ " permanece constante si el diámetro pupilar " $d$ " es superior a 2 mm, con  $C > 0,1$ . Sin embargo los resultados encontrados al utilizar luz coherente, difieren sensiblemente de estos como podremos ver en su momento.

TABLA I

*Variación de la agudeza visual con el diámetro pupilar  $d$ (mm), con mira de Foucault de  $C=1$  y manteniendo constante la iluminación retiniana (igualada con la luminancia  $L$ ( $cd/m^2$ ) vista a través de una pupila de 2 mm de diámetro).*

$L$ ( $cd/m^2$ )	$d=1,0$	1,4	1,6	2,0	2,77	3,86	4,75
318	0,94	1,30	1,50	1,75	1,93	1,99	2,00
31,8	0,91	1,22	1,41	1,69	1,88	1,92	1,83
3,18	0,81	1,06	1,23	1,46	1,52	1,47	1,39
0,318	0,72	0,95	1,03	1,15	1,18	1,12	1,07
0,0318	0,53	0,59	0,64	0,67	0,70	0,63	0,60

#### INFLUENCIA DE LA ADAPTACION

Es de sobra conocido que el estado de adaptación del ojo influye sobre la agudeza visual. Este fenómeno ha sido estudiado por numerosos autores que utilizaron para sus experiencias los más diversos test. De entre ellos el estudio más completo es el realizado en 1953 por Brown, Graham, Leibowitz y Ranken [10], utilizando una mira de Foucault como objeto. Las experiencias consistían en preadaptar al ojo a una luminancia de  $4.800 \text{ cd/m}^2$  durante 5 minutos, para posteriormente presentarle una mira de Foucault y determinar en función del tiempo  $t$  de presencia en la oscuridad después de la preadaptación, la luminancia mínima  $L$  de los trazos blancos de la mira que permitían una agudeza previamente fijada; esta luminancia aparecía con destellos de  $0,016 \text{ seg}$  de duración a través de una pupila artificial de 3 mm de diámetro. La figura 3, da los resultados para uno de los observadores utilizados por estos autores. En ella se observa que para agudezas elevadas ( $V > 0,15$ ), sólo estan

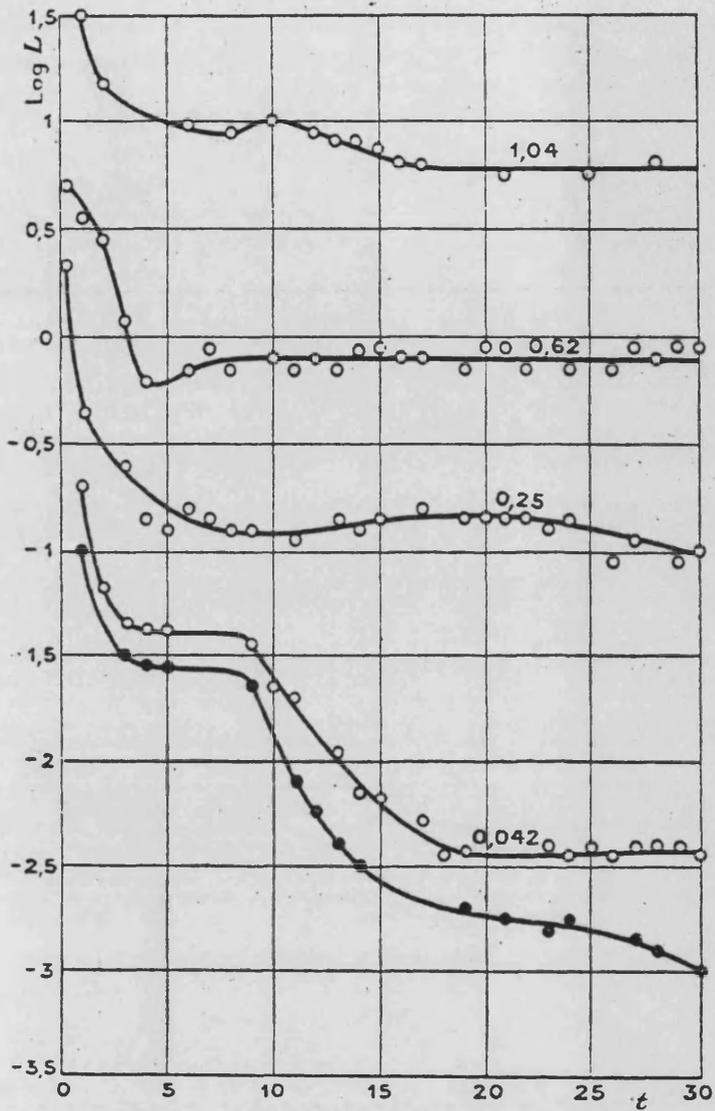


Fig - 3

Umbral de luminancia  $L$  ( en  $\text{cd}/\text{m}^2$  ) que permite una agudeza visual dada ( indicada al lado de cada curva ) en función del tiempo de adaptación a la oscuridad  $t$  ( en minutos ). La curva inferior representa el umbral absoluto de luminancia en ausencia de mira de Foucault.

actuando los conos, por lo que la curva de adaptación es del tipo puramente fotópico; por el contrario para bajas agudezas, los bastones entran en juego y aproximadamente a los 10 minutos se presenta la típica inflexión que separa los dominios fotópicos y escotópicos y la curva es la clásica de adaptación.

Otra cuestión es la influencia que el campo circundante al test tenga en la agudeza visual. En general ésta baja si el test es demasiado brillante con relación al resto del campo visual.

Muchos trabajos se han realizado en este sentido, es decir en estudiar las condiciones óptimas del campo de adaptación para obtener la mejor agudeza visual. Entre ellos destacan los de L. Ronchi [11], de los que se deduce de una manera general, que para muy bajas luminancias el campo de adaptación no influye prácticamente, salvo si la luminancia excede notablemente de la del test; pero cuando la luminancia es ya de unas cuantas  $\text{cd/m}^2$ , la mejor agudeza se obtiene para un fondo de luminancia análoga a la del test.

En nuestras experiencias no empleábamos campo de adaptación alrededor del test, es decir era oscuro. Según lo anterior no es el caso óptimo; pero si tenemos en cuenta que las luminancias no llegaban a ser nunca muy altas (un máximo en  $400 \text{cd/m}^2$ ) la influencia que pudiera tener en la agudeza visual no era muy importante. Como veremos los resultados experimentales nos dan la razón.

Por otra parte nuestras investigaciones no iban encaminadas a encontrar unas condiciones óptimas para mejorar la agudeza visual, sino para ver la influencia que en la misma puede tener la coherencia de la luz empleada, y en este sentido las medidas hechas tanto con luz coherente como incoherente lo eran en idénticas condiciones. Además hay que tener en cuenta que en nuestro caso tendríamos que controlar y estudiar el efecto de la coherencia de la luz que conforma el campo de adaptación y su posible influencia en los resultados, lo que complicaría enormemente las interpretaciones de los mismos, por lo que creemos que el problema es lo suficientemente complejo como para estudiarlo aparte y en otro momento.

Por otro lado, las preadaptaciones previas, que explicaremos en la parte experimental, eran muy buenas para preparar al ojo para la observación.

## INFLUENCIA DE LA LONGITUD DE ONDA

Con respecto a la influencia que la longitud de onda puede tener en la agudeza visual, podemos comenzar afirmando que no existe, en líneas generales, tal influencia. Es decir, se encuentra sensiblemente la misma agudeza visual sea cual fuere la longitud de onda utilizada. Este hecho, ha sido, en general, lo suficientemente aceptado, como para que se propusiera el criterio de igual agudeza visual para la fotometría heterocroma; evidentemente en visión escotópica sería necesario tener en cuenta el efecto de Purkinje ya que si no, las comparaciones perderían toda significación.

No obstante, existen autores tales como König y Roaf, que afirman que para el azul se obtiene una agudeza menor que con los otros colores y el blanco. Para sustentar tal asección, se dan dos razones principales. La primera que normalmente cuando se utilizan filtros que dejen pasar las cortas longitudes de onda la luminancia que se suele obtener es muy baja, a la par que se encuentra uno en un extremo de la curva de visibilidad. La otra razón es la existencia de la miopía producida por la aberración cromática en el azul y el violeta. Pero, si se toman todas las precauciones, y se mantienen los niveles de luminancia se obtienen para todas las longitudes de onda (incluida la de 405 nm) la misma agudeza visual que para el blanco, como demostraron Arnulf y Flamant [12], utilizando pupilas entre 2 y 4 mm de diámetro.

También hay autores que afirman que existe una ligera superioridad, en cuanto a agudeza, para el amarillo, y que consecuentemente con lámparas de vapor de sodio se obtendría una ligera mejoría de la agudeza, inclusive sobre el blanco. Sin embargo, esa diferencia es en principio tan pequeña, que en una primera aproximación pensamos que la agudeza visual es la misma para cualquier longitud de onda, como demostraron Arnulf et al.

Otro problema, que aunque a nosotros no nos afecta directamente es interesante hacer notar, es el de la agudeza visual con dos colores. Es decir, hasta ahora nos hemos referido siempre a una mira de Foucault o test análogos de  $C=1$  con fondo coloreado, o sea rayas negras sobre un color. Sin embargo es posible utilizar otros tipos de test como puede ser rayas azules sobre fondo amarillo, o una mira de Foucault con

rayas verdes y rojas alternativamente, o cualquier otro tipo de combinación de colores. Estos estudios eran importantes sobre todo para la fotografía, y televisión en color. Varios fueron los investigadores que trabajaron en este problema, entre ellos destacan los de Mac Adam [13]. En general podemos resumir diciendo que en todos estos casos se encuentran unas agudezas más bajas que con blanco y negro.

### TEORIAS DE LA AGUDEZA VISUAL

Una vez expuestos los hechos experimentales más destacados que sobre la agudeza visual se han realizado, vamos a dar un resumen de las teorías más importantes que se han presentado para explicar la agudeza visual.

Antes que nada, lo primero que se puede decir de las experiencias precedentes es que la agudeza visual es un fenómeno extremadamente complejo, ya que es a la vez dióptrico, retineano y perceptivo. A pesar de esta dificultad se han propuesto diversas teorías para explicarla.

Las llamadas *teorías continuas*, se basan en aceptar la hipótesis de una retina continua, es decir, no toman en consideración la estructura discontinua del receptor retineano. Suponen una superficie sensible continua dotada de una cierta sensibilidad diferencial, o sea con la capacidad de poder distinguir dos playas contiguas, cuando sus iluminaciones retineanas difieran, en valor relativo, un determinado valor (umbral diferencial).

De entrada esta teoría tiene un fallo, y es que el reparto de iluminación sobre la retina es ya continuo: no hay playas uniformes, sino una variación más o menos rápida de iluminación; la noción de umbral diferencial debería dejar paso a la de gradiente de iluminación retineana.

Sin embargo, esta teoría explica algunos de los fenómenos experimentales de la agudeza visual. En principio, los que mejor explica son aquellos relativos a la visión de detalles puntuales o lineales. No obstante es mucho más importante que explique fenómenos más complejos y reales. Esto es lo que intentaron Helmholtz en primer lugar y Hastridge después al estudiar el caso de una mira de Foucault e intentar explicar los resultados por medio de esta teoría.

Imaginemos, en efecto, una mira de Foucault observada a través de un ojo perfecto (sin aberraciones); la imagen retineana es entonces una mira a escala reducida, pero con un contraste-imagen menor que el contraste-objeto y una variación continua de iluminación en lugar de una variación discreta (brusca) en forma de almena. Si recordamos que el contraste imagen se anula cuando el ángulo "s" bajo el cual se ve un trazo (blanco o negro) de la mira vale 0,41 veces el ángulo que corresponde al radio del disco de Airy; con un contraste  $c=1$ , nada más el ángulo "u" sobrepase un poco el valor precedente el contraste imagen se hará apreciable; será 0,02 para 0,42 veces el radio del disco de Airy. Podemos admitir este último valor ya que en el estudio de la visión de un hilo se demuestra que un contraste retineano de 0,02 permite ya la visión del mismo.

Teniendo en cuenta la expresión que nos relaciona el diámetro de la pupila de entrada de un sistema "l" con el radio "r" del disco de Airy,

$$r = 20,3 \frac{\lambda}{l}$$

y la relación que existe entre la distancia "y" en la retina y el ángulo visual "s" .

$$y = 4,85 s$$

Podremos escribir basandonos en los hechos experimentales anteriores, que el valor de "s" que da la separación mínima retineana "y" que corresponde al umbral de visibilidad, y que de hecho no es otro que el límite de separación, es

$$y = 0,42 \cdot r$$

que relacionándolo con las expresiones anteriores nos da,

$$0,42 r = 4,85 s$$

$$s = \frac{0,42 \cdot 20,3}{4,85} \frac{\lambda}{l}$$

donde "s" se expresa en minutos de arco,  $\lambda$  en micras y  $l$  en mm.

Si lo damos en función de la separación específica  $\sigma = s.l$ , obtendremos:

$$\sigma = 1,76 \lambda \quad (5)$$

Si por ejemplo tomamos  $\lambda = 0,58 \mu$  tendremos una  $\sigma = 1,02 \text{ mm.minutos}$ , y si este resultado lo cotejamos con los experimentales de la figura 2, vemos efectivamente que para luminancias elevadas  $\sigma$  es del orden de 1, y este resultado es cierto para todos los observadores de Arnulf, pero solamente para unos diámetros pupilares comprendidos en el intervalo:

$$0,4 < l < 0,7 \text{ mm}$$

En este pequeño dominio, el ojo se comporta como un sistema perfecto y para luminancias elevadas el umbral se obtiene cuando el contraste imagen está próximo a 0,02; el límite de luminancias para las cuales esta propiedad es válida es aproximadamente  $500 \text{ cd/m}^2$  para una pupila de  $0,6 \text{ mm}$ , lo que corresponde a  $15 \text{ cd/m}^2$  para una pupila más normal como puede ser  $3,7 \text{ mm}$ . En este intervalo también se verifica la variación prevista por la fórmula (5) si se cambia la longitud de onda. Otra consecuencia de esta teoría que está igualmente confirmada en esas condiciones, es que si se sustituyen los trazos blancos y negros por líneas infinitamente finas sobre fondo oscuro, el valor de  $\sigma$  se ve reducido a la mitad. Todas estas consecuencias están por el contrario en contradicción con la experiencia cuando se utiliza pupilas normales,  $4 \text{ mm}$ , donde como hemos visto anteriormente el cambio de longitud de onda no afecta prácticamente a la agudeza visual por ejemplo. De todos modos esta teoría todavía es capaz de explicar algunos hechos conocidos, como es que la variación del contraste retineano es mucho más rápida cuando se utiliza una mira que un hilo único, y efectivamente la determinación del umbral es más precisa en el primer caso. También las falsas resoluciones de las miras se explican por la inversión de imagen que preve el cálculo entre 0,41 y 0,27 veces el radio del disco de Airy.

A pesar de todo, esta teoría es insostenible, lo que se constata con sólo ver las curvas experimentales de la figura 2 que ni mucho menos pueden ser explicadas en su totalidad por la misma. Lo que sí haremos finalmente será exponer las principales causas que hacen no válida a esta teoría:

1º) Para  $l < 0,4 \text{ mm}$ , como  $s = \sigma/l$ , hace que  $s$  sea grande, de manera que la fovea contiene entonces pocos trazos de la mira, lo que hace estas condiciones menos favorables.

2º) Para  $l > 0,7 \text{ mm}$ . Se podría preguntar si la alteración de la imagen debida a las aberraciones del ojo no son la causa del aumento de  $\sigma$ ; para la aberración cromática, esto no es cierto, ya que la agudeza con luz monocromática no es mejor que con luz blanca, y que con sistemas que corrigen la aberración cromática del ojo no mejoran la visión; su sólo efecto es el de aumentar muy ligeramente el contraste aparente del test. Se han hecho pruebas corrigiendo la aberración esférica, pero tampoco se mejora prácticamente nada.

También se ha estudiado este problema formando franjas de interferencias directamente sobre la retina por medio de una experiencia de Young por ejemplo, pudiéndose entonces medir el límite de separación retineana sin intervención de la dióptrica ocular; para altas luminancias se obtiene prácticamente el mismo límite de separación que en visión natural.

A pesar de todo, Arnulf, Dupuy y Flamant [14] intentan salvar esta teoría continua, haciendo intervenir la difusión en la retina así como las microfluctuaciones de acomodación. Sin embargo, ni siquiera teniendo en cuenta estos factores es posible explicar satisfactoriamente la agudeza visual.

3º) Finalmente, la teoría no funciona cuando se trata de explicar la variación con la luminancia; habría que suponer un aumento del contraste-imagen considerablemente mayor que las variaciones experimentales encontradas con playas extensas.

Por otra parte, si la luminancia baja y se penetra en el dominio escotópico, el receptor cambia de naturaleza y no es extraño entonces que la agudeza siga leyes diferentes.

Otra forma de explicar la agudeza visual ha sido mediante la *Teoría*

*anatômica*. Esta teoría, al contrario que la anterior, se basa exclusivamente en considerar la estructura discontinua de la retina.

Helmholtz en su "*Optica Fisiológica*", justificaba ya la separación límite, que suponía del orden del minuto de arco, por el diámetro de los conos foveales. Posteriormente, aún manteniendo esto afirmado, siguiendo la sugerencia de Weber (1846) que para ver dos puntos separados, hacía falta que hubiera 1 cono no excitado entre 2 que si lo estuvieran. Razonamiento simple y evidente que durante muchos años estuvo vigente, aunque hay que reconocer que más por la autoridad de Helmholtz que por unas bases experimentales sólidas.

Medidas posteriores más rigurosas, dan para los conos diámetros que van de 1,5 a 2 $\mu$ , pudiéndose llegar hasta un valor mínimo de 1 $\mu$ ; y para la separación entre dos conos se da un valor que oscila entre 0,2 y 0,3 $\mu$ .

Medidas de O'Brien [15] conducen finalmente a un valor que varía entre 2,0 y 2,3 $\mu$  para la distancia entre los ejes de dos conos vecinos.

Ahora bien, nosotros sabemos que el disco de Airy posee un radio de aproximadamente 3 $\mu$ . Luego la finura de los conos foveales es suficiente para utilizar la óptica del ojo, aunque es probable que sea esta la que imponga un límite a la finura de los detalles resolubles.

Por todo esto, parece fuera de toda duda que la estructura de la retina es un elemento a tener en cuenta en cualquier teoría sobre la agudeza visual; pero una teoría exclusivamente anatómica está condenada al fracaso ya que no puede explicar diversos hechos experimentales, como es la variación de la agudeza con la luminancia. Es fácil de comprender que para un nivel suficientemente bajo de luminancia los conos dejen de funcionar y comiencen a actuar los bastones, elementos que como sabemos actúan en grupo lo que hará que la agudeza decaiga más o menos bruscamente. Sin embargo ocurre que de verdad la agudeza decae cuando aún están actuando los conos, ya que en ese punto todavía se perciben claramente todos los colores.

Este problema intentó soslayarlo Hecht suponiendo que los diversos conos foveales poseen umbrales absolutos repartidos siguiendo una ley lineal; a medida que la luminancia crece el número de conos que entran en acción aumentan y el límite de separación que es

proporcional a la distancia media entre conos contiguos disminuye; habiendo al mismo tiempo una variación de la sensibilidad diferencial. Esta teoría, sin embargo, al ser analizada por Wright y Granit encontró grandes dificultades. Entre ellas que el umbral diferencial debería pasar por un máximo en el punto de inflexión de la curva de la agudeza para posteriormente descender cuando la luminancia crece, lo que no ocurre en la realidad.

Otra dificultad de las teorías anatómicas es explicar como la agudeza es prácticamente independiente de la longitud de onda. Si suponemos que existen tres tipos de conos en la retina sensibles al rojo, verde y azul, la agudeza debería ser claramente mejor con luz blanca que excita todos los conos, que con monocromática que sólo excitan un tipo. También se puede argumentar que como el radio del disco de Airy es función de la longitud de onda, variará con esta, y por ejemplo al pasar de 450 nm a 630 nm dicho radio lo hará de  $3,10\mu$  a  $4,29\mu$ , es decir un poco más de  $1\mu$ , lo que aunque poco algo podría influir en la agudeza. Sin embargo esto no ocurre en la experiencia.

Las llamadas *Teorías fisiológicas*, son aquellas que conservan como base la estructura de la retina, pero además suponen mecanismos que modifican el efecto de esta estructura, en función sobre todo de la luminancia.

Por ejemplo, Broca pensaba que el desplazamiento del pigmento epitelial situado entre la retina y la coroides, podía aislar más o menos los conos; estos desplazamientos comandados por los niveles luminosos se encuentran en algunos animales, pero jamás se han encontrado en el hombre.

Lythgoe suponía que la adaptación a la luz puede inhibir conexiones laterales entre los conos y aislarlos de esta manera. Buddenbrock aportó buenos argumentos en favor de esta noción de unidades receptoras constituidas por agrupamientos de conos variables según el nivel; en visión lateral demostró que tales unidades existen realmente; sin embargo en la fovea donde los efectos de sumación son mucho más reducidos este fenómeno es menos cierto.

Otros autores por el contrario en lugar de fijarse en las interacciones espaciales, fijan su atención en los fenómenos temporales. Por ejemplo se ha imaginado que los pequeños movimientos de los ojos rápidos e inconscientes, juegan un papel esencial en la agudeza al transformar las variaciones espaciales de iluminación de la imagen retineana en variaciones temporales de flujo recibido por cada cono. Esta teoría dinámica fue sugerida por Hering y desarrollada posteriormente por Jons y Higgins.

Otra hipótesis temporal es la dada por Granit y Therman: suponen, a partir de experiencias electrofisiológicas, que los receptores retineanos presentan actividades no continuas, sino alternantes y separadas por periodos refractorios de insensibilidad. Se supone que un aumento de la luminancia hace disminuir los periodos refractarios y asegura pues, por unidad de tiempo y superficie retineana, un aumento de receptores activos.

Existen finalmente teorías fisiológicas basadas en conceptos fotoquímicos, en las que se supone que los receptores retineanos son sensibles a determinadas sustancias fotoquímicas y a sus concentraciones. En todas estas teorías es necesario la introducción, para explicar cada fenómeno, de múltiples constantes, lo que hace utópico un buen acuerdo entre la teoría y la experiencia.

Finalmente diremos que se han intentado diversas *teorías cuánticas* que basan sus razonamientos en la cuantificación de la energía luminosa.

Desde el punto de vista teórico ha sido Rose [16] el que más ha tratado este problema. Argumenta que en un receptor cualquiera la absorción de  $N$  fotones (en promedio) es acompañada de fluctuaciones estadísticas cuya media cuadrática es teóricamente  $\sqrt{N}$ ; el umbral de la señal, es decir, el más pequeño cambio perceptible, tiene por expresión,

$$\Delta N = K\sqrt{N}$$

siendo  $K$  el valor mínimo de la relación señal/ruido. Por analogía con

la emulsión fotográfica y la televisión en los que  $k$  varía entre 3 y 7, se le asigna al ojo un  $k=5$ . Rose demuestra que los valores experimentales de la agudeza conducen para la luz blanca a una eficacia cuántica del orden de 0,05 para bajos niveles y decrece hasta 0,005 para niveles elevados (hasta  $100 \text{ cd/m}^2$ ); lo cual es bastante razonable.

Sin embargo, como en las anteriores teorías, no se pueden explicar el conjunto de fenómenos que acompañan a la agudeza visual.

Y para acabar este resumen sobre teorías de la agudeza visual, citaremos el esquema propuesto por la Escuela de Madrid. En él partiendo de la base de que varias células ganglionares, están unidas en grupos por una serie de conexiones (amacrinas y horizontales), cuando la luminancia es muy baja actúan como una "sola célula" (unidad sensorial) sumando las energías luminosas (fotones) que le llegan a cada una de las ganglionares que componen una de estas nuevas unidades. De esta manera hay un mejor aprovechamiento de la energía luminosa, pero por contra la agudeza visual empeora enormemente ya que en este caso las unidades sensoriales son mucho más grandes por lo que disminuye su capacidad de separar pequeños detalles.

Cuando por el contrario la luminancia aumenta, las conexiones que unían las ganglionares se saturan y dejan de actuar por lo que aquellas que componían las nuevas unidades, se disgregan en individualizan, en resumen consiguen que el grano de la retina se haga más fino y por consiguiente aumente su capacidad de separar finos detalles.

No obstante este esquema tampoco es capaz de explicar todos los hechos experimentales referentes a la agudeza visual como puede ser la influencia que el estado de un ojo tiene en la agudeza visual del otro [27] [28][29][30][31].

De todo ello se deduce que la teoría que explique correctamente la agudeza visual, tendrá que ser una síntesis de todo lo anterior, con lo que ya se adivina de antemano su extremada complejidad; aunque es lógico, por otro lado, que así sea pues complejo es el fenómeno que tiene que explicar.

Ahora bien, aún cuando se aunaran todas las anteriores teorías,

estamos casi seguros de que no se conseguiría un éxito total. Ello sería debido, pensamos, a que no se ha tenido en cuenta en ningún momento la actuación del cerebro en el fenómeno de la agudeza visual, y que como hemos visto en el capítulo I tiene una importancia primordial en la visión; y por tanto habría que saber como analiza el cerebro la información referente a pequeños detalles y cuan fino es en este menester.

En general, un estudio total del problema requeriría un análisis detallado de la cantidad de información que cada uno de los sistemas que intervienen en el fenómeno (sistema óptico, retina, cerebro) es capaz de tratar y transmitir, teniendo muy en cuenta que cada uno de estos sistemas tiene sus limitaciones y su peculiar forma de recibir e interpretar la información. Evidentemente este es un trabajo ingente.

En esta Tesis, mucho más modestamente aportamos a este problema una serie de datos, y aunque principalmente, como ya hemos apuntado van encaminados a estudiar las diferencias que puedan existir entre la visión con luz coherente e incoherente, pensamos pueden ayudar a avanzar un poco más en la explicación de este complejo fenómeno denominado agudeza visual.

BIBLIOGRAFIA

- [1] Hecht. Proc. Nat. Ac. Sci. 14, 237 (1928).
- [2] Ferree y Rand. Trans. IES 22, 79 (1927).
- [3] Ferree y Rand. Trans. IES 23, 507 (1928).
- [4] Higgins. Stultz. J. Opt. Soc. Am. 38, 756 (1948).
- [5] P.J. Landi. Op. P. Ap. 82 (1969).
- [6] Shlaer. J. Gen. Phys. 21, 165 (1937).
- [7] Danjon. Rev. Opt. 7, 205 (1928).
- [8] Arnulf. C.r. Réunions Inst. Opt. éd. Rev. Opt. p 8. París (1937).
- [9] Leibowitz. J. Opt. Soc. Am. 42, 416 (1952).
- [10] Brown, Graham, Leibowitz, Ranken. J. Opt. Soc. Am. 43, 197 (1953).
- [11] L. Ronchi. Atti Fond, G. Ronchi., 4 (1949).
- [12] Arnulf, Dupuy, Flamant. CR. Ac. Sc. 230, 1791 (1950).
- [13] MacAdam. Nature. 160, 664 (1947).
- [14] Arnulf, Dupuy, Flamant. CR. Ac. Sc. 232, 351 y 439 (1951)
- [15] B. O'Brien. J. Opt. Soc. Am. 41, 882 (1951).
- [16] Rose. J. Opt. Soc. Am. 38, 196 (1948).
- [17] A. Fiorentini, N. Berardi. Visión res, 21, 1149 (1981)
- [18] D. Green, M. Powers, M. Banks. Vision res, 20, 827 (1980)

- [19] F.W. Campbell, J.R. Johnstone, J. Ross. *Vision Res.* 21, 723 (1981)
- [20] J.J. McCant, R.L. Savoy, J.A. Hall Jr. *Vision Res.* 18, 891 (1977)
- [21] D.P. Andrews, D.T. Miller. *Vision Res.* 18, 615 (1977)
- [22] D. Regan. *Vision Res.* 18, 439 (1977)
- [23] Y. Le Grand. "Optique Physiologique". Masson & Cie. (1972)
- [24] Y. Le Grand, El Hage. "Physiological Optics". Springer Verlag (1980)
- [25] Sears. "Optica". Ed. Aguilar (1967)
- [26] J. Goodman "Introduction à l'Optique de Fourier". Masson & Cie (1972)
- [27] M. Aguilar, J. Oliva. " Problems in contemporary Optics", (Firenze) 585, (1956).
- [28] M. Aguilar, J. Oliva, *J. Opt. Act.* 3, 90 (1955).
- [29] M. Aguilar, J. Oliva. *Opt. Act.* 3, 1, (1956).
- [30] M. Aguilar, J. Oliva. *Opt. Act.* 4, 4, (1957).
- [31] M. Aguilar, E. Sauras, M. Gómez. *An. Fis. Quim.* 56, 281, (1960).

PARTE EXPERIMENTAL

**DESCRIPCION DEL DISPOSITIVO EXPERIMENTAL**

Como se ha visto en la parte teórica nuestras experiencias, dirigidas a estudiar el efecto que el grado de coherencia de la luz tiene en la visión, consistían en la determinación de la agudeza visual bajo diferentes condiciones. Estas condiciones variaban en función de que el fenómeno a estudiar fuese el efecto del moteado, la variación con la luminancia o la influencia de longitud de onda en la agudeza visual con luz coherente; y las obteníamos mediante el dispositivo que a continuación vamos a describir.

### DESCRIPCION DEL DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

El esquema general viene representado en la figura-1 (Fot. 6 y 7).

En todos los casos se empleó como fuente un laser. El rayo, después de reflejarse en el espejo  $M$ , por condicionamientos y operatividad del sistema, incidía en el filtro espacial,  $SF$ , correspondiente a cada longitud de onda utilizada. La lente  $L_1$  colimaba el haz que pasaba a través de un polaroide,  $P_0$ , montado sobre un soporte circular graduado y que servía para ajustar la luminancia. A continuación la lente  $L_2$  concentraba el haz en un punto muy pequeño, lo que permitía que el objeto,  $O$ , se proyectase perfectamente sobre la pantalla  $S$ ; pudiéndose variar el tamaño de la imagen proyectada desplazando el objeto hacia adelante o hacia atrás, dentro de un determinado intervalo.

La pantalla,  $S$ , consistía en un vidrio deslustrado montado sobre un disco giratorio, de modo que podía girar a una velocidad determinada accionando el motor síncrono,  $m$ .

El diafragma,  $D$ , delimitaba el tamaño de la región de observación. Su abertura era tal que el observador, situado a 1 m (en algún caso a 1,5 m) de la pantalla  $S$  de observación, veía siempre el test de un tamaño tal que subtendía un ángulo de  $1^\circ$ .

La mentonera, sobre la que se apoyaba el observador, permitía colocar delante del ojo diferentes pupilas artificiales,  $P_u$ . Por último, un obturador,  $E$ , servía para fijar exactamente el tiempo de exposición del test.

Veamos ahora con más detalle las características de algunas de

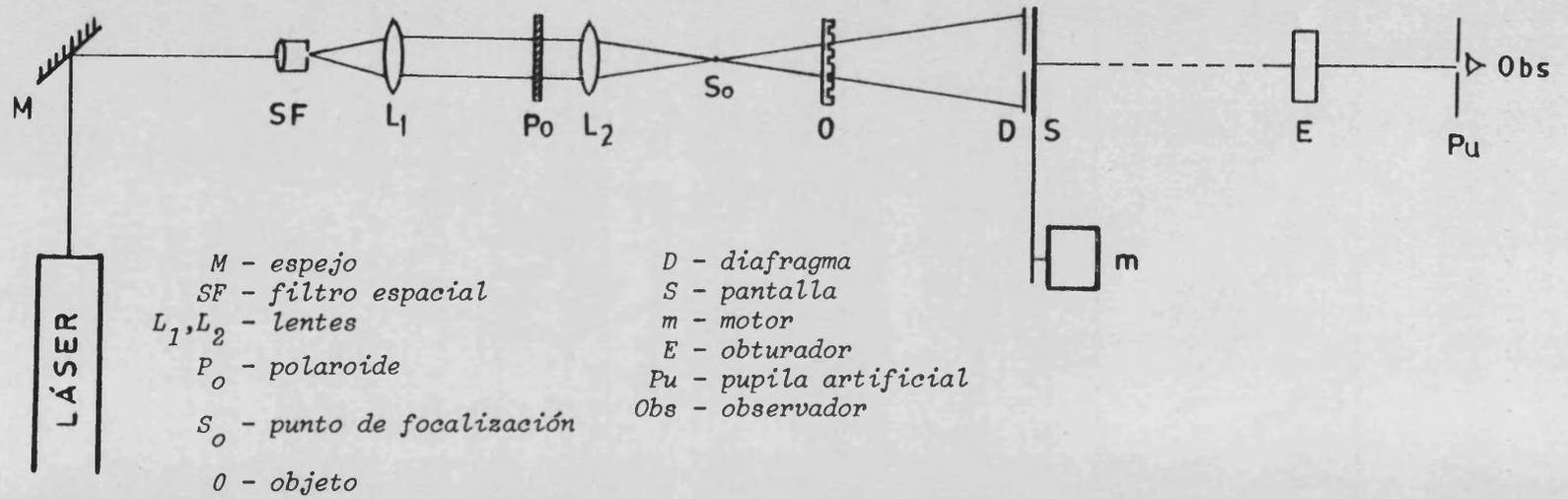
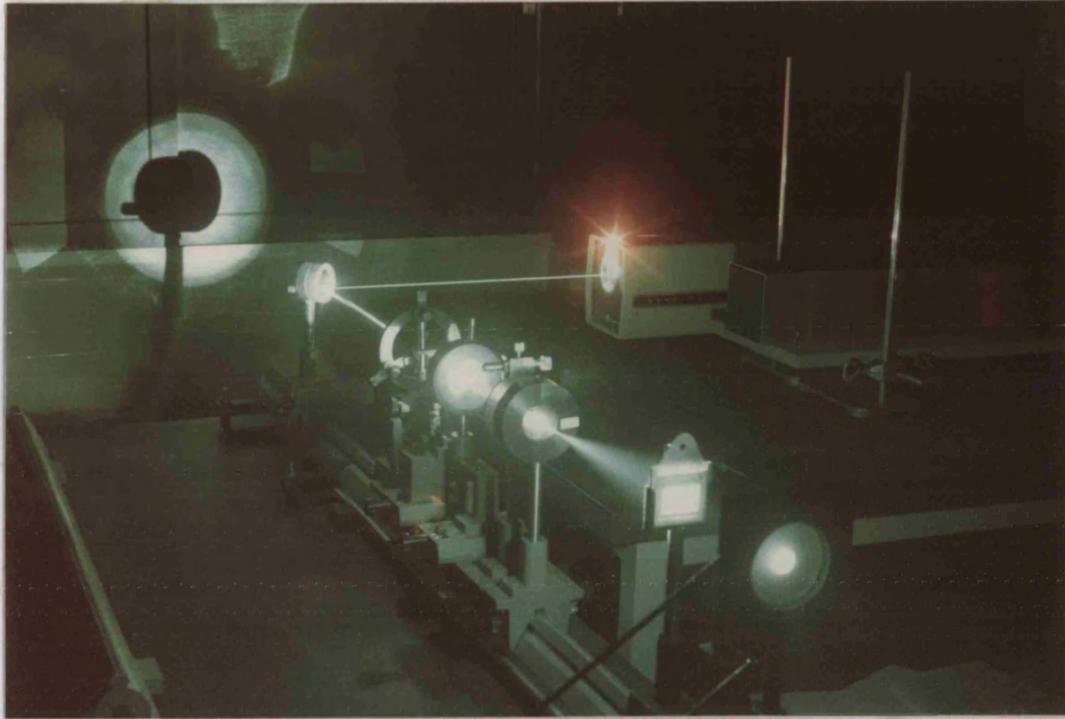
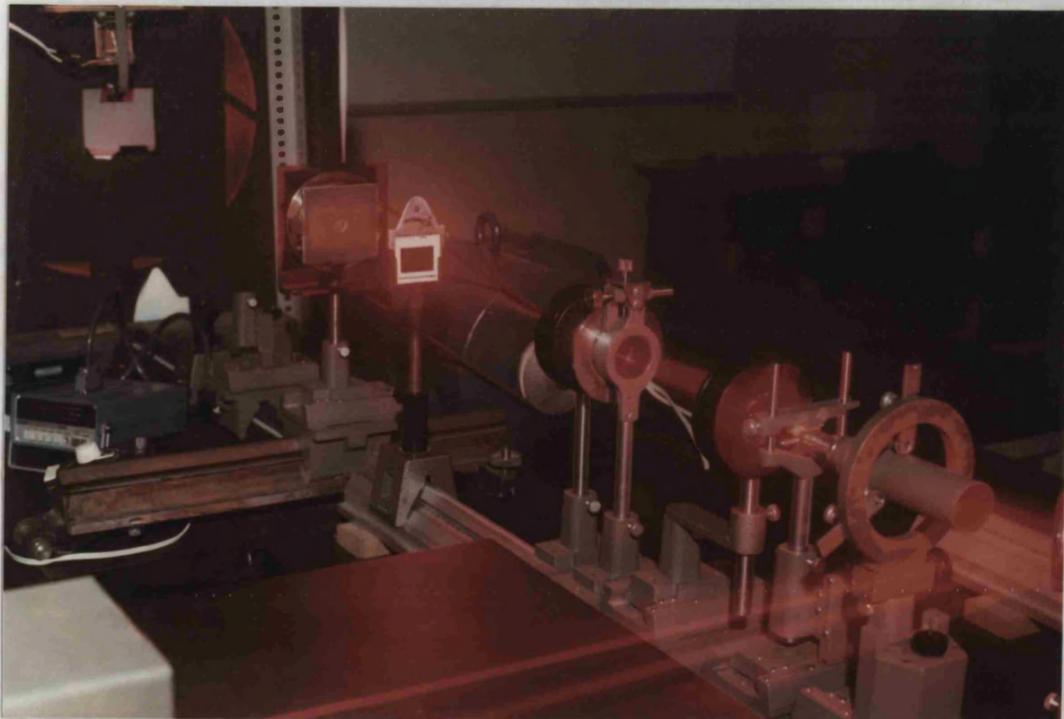


Fig.1

Esquema básico y general del dispositivo utilizado para estas experiencias.



Fotografía - 6 *Vista general del dispositivo desde una posición frontal.*



Fotografía - 7 *Dispositivo experimental visto desde la posición de la fuente.*

las partes del dispositivo.

Los láseres utilizados como fuente fueron, un laser de He-Ne Spectra-Physics Mod. OEM 107 A de 25 mW, que nos proporcionaba una radiación roja de  $\lambda=632,8 \text{ nm}$ , con una anchura de banda  $\Delta\lambda=4,3 \cdot 10^{-3} \text{ nm}$  y longitud de coherencia  $9,25 \text{ cm}$ ; y un laser de Argon Spectra-Physics Mod. 165 de 2 W, del cual seleccionamos las líneas correspondientes al verde de  $\lambda=514,5 \text{ nm}$  e  $\Delta\lambda=5,3 \cdot 10^{-3} \text{ nm}$  y azul de  $\lambda=457,9 \text{ nm}$  e  $\Delta\lambda=4,2 \cdot 10^{-3} \text{ nm}$  con longitudes de coherencia de 5 cm. (Fot. 8).

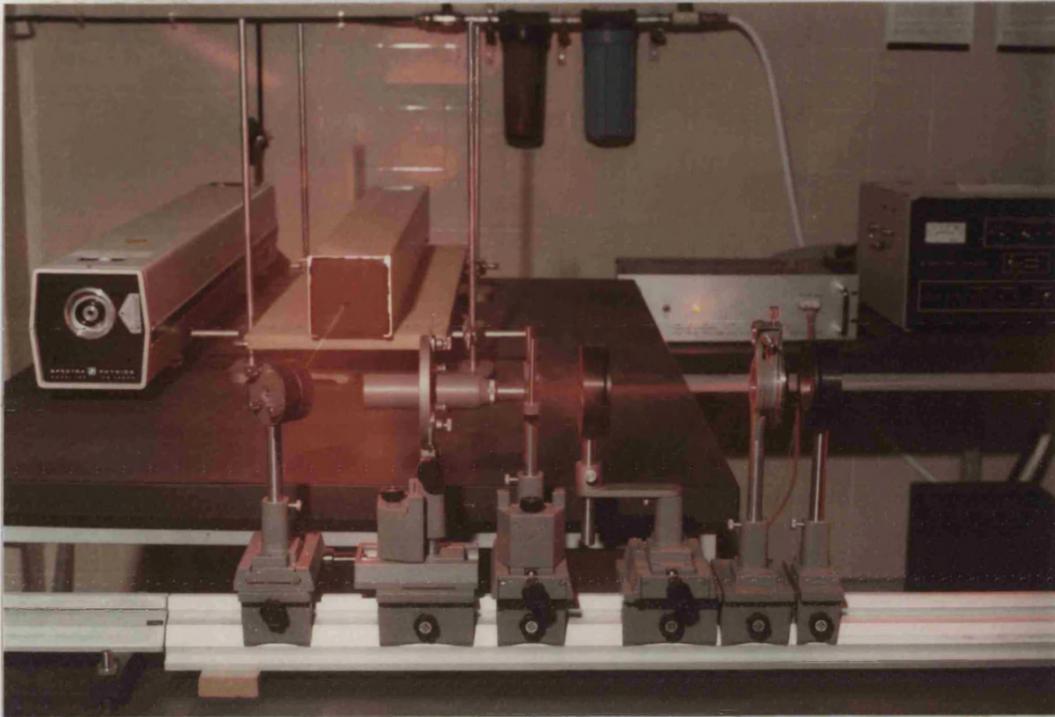
El filtro espacial variaba, lógicamente, según la longitud de onda utilizada teniendo los orificios de salida del haz unos diámetros de valores entre 10 y 20  $\mu$ . (Fot. 8).

Las lentes  $L_1$  y  $L_2$  eran ambas convergentes y de 50 mm de focal.

Como hemos dicho, el polaroide nos servía para ajustar la luminancia ya que los láseres estaban polarizados. El hecho de que cambiara la polarización de la luz tiene poca importancia si se considera que en los estudios hechos hasta ahora de visión con luz polarizada, es raro encontrar alguna sensibilidad del ojo a la polarización [1].

Los objetos,  $O$ , que se proyectaban eran redes de modulación 1 y transmitancia 1/2. Por tanto los test que se presentaban al observador, sobre la pantalla  $S$ , para determinar su agudeza visual eran miras de Foucault de distinta frecuencia espacial, según el objeto se proyectase con mayor o menor aumento.

El sistema de proyección consistía en iluminar la red de transmitancia compleja  $T$  con una fuente,  $S_0$ , prácticamente puntual y coherente; con lo que el frente de ondas esférico  $\Sigma_0$  procedente de la fuente puntual (Fig.2) era perturbado. Si llamamos  $V_0$  a la amplitud del frente de ondas  $\Sigma_0$ , el problema consiste en la propagación de esta perturbación definida por la distribución del campo  $V_0 T$  en la posición  $\Sigma_0$  donde se encuentra la red. este fenómeno se conoce con el nombre de auto-imágenes o efecto Talbot. Se puede demostrar (ver referencia [2]) que la distribución del campo en  $\Sigma$  es prácticamente idéntica a la de la esfera  $\Sigma_0$ , para el caso de un objeto periódico localizado en  $\Sigma_0$  y el aumento viene dado por la relación de distancias  $\beta=R_1/R_0$ , lo que está completamente de acuerdo con el principio de la sombra geométrica. Por este sistema, variando la distancia  $R_0$  del objeto al punto  $S_0$ , con una misma red podríamos obtener sobre la pantalla  $S$ , miras de Foucault



Fotografía - 8 *Detalle del dispositivo en el que se aprecia la posición de los láseres, cuyo rayo se hacía incidir mediante el desplazamiento del espejo (primer elemento de la izquierda) en el filtro espacial.*



Fotografía - 9 *Detalle del sistema de proyección y pantalla de observación.*

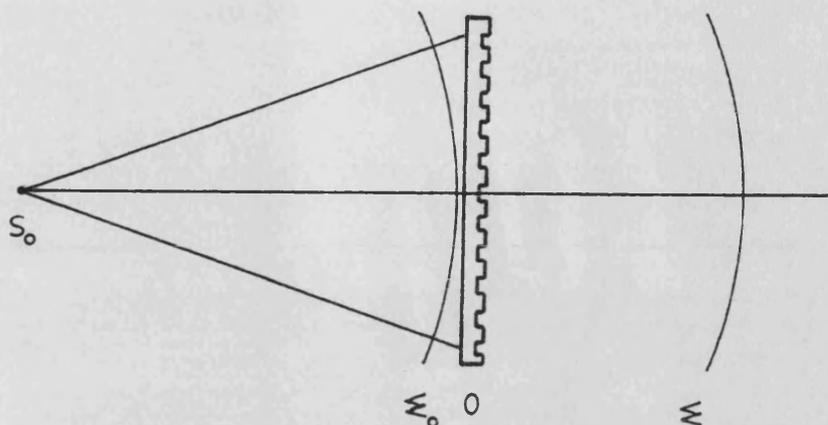


Fig. 2  
*Sistema de proyección*

de diferentes frecuencias espaciales (ciclos/grado) o lo que es equivalente de diferentes separaciones angulares entre dos rayas negras, si se quiere medir, como tradicionalmente, la agudeza visual en minutos. No obstante, para cubrir el amplio intervalo de frecuencias espaciales necesario para nuestras medidas fue necesario emplear como objeto dos redes de frecuencias diferentes. De la construcción y medida de estas hablaremos más adelante. (Fot. 9).

*El diafragma, D*, nos daba el tamaño del test de observación que era de  $1^\circ$  y por tanto se puede considerar visión foveal.

*La pantalla S* sobre la que aparecía proyectado el test era difusora. Al ser la iluminación coherente, se apreciaba muy bien en ella el moteado (ver capítulo IV de la parte teórica). Cuando se deseaba eliminar el efecto del moteado, se le hacía girar mediante el motor,  $m$ , a una velocidad constante de 500 r.p.m.. Como se ha visto en el capítulo V con esto se conseguía reducir la coherencia de la radiación, con lo que disminuía notablemente la presencia del moteado. (Fot. 10).

*El obturador, E*, colocado justo delante del test, consistía en un difusor que se interponía en la marcha del haz cuando interesaba que el observador no estuviera viendo el test; y para hacer una medida se retiraba, dejando libre el paso del haz luminoso, exactamente durante

3 segundos que era el tiempo fijado para una observación. Esto se conseguía sujetando el difusor a un electroimán conectado a su vez a un contador de tiempos de los usados comunmente en ampliadoras de fotografía. (Fot. 10).

El obturador era difusor, y no opaco, a fin de que el observador no pasase de ver el test a la oscuridad total y viceversa, sino que entre una observación y la siguiente, seguía viendo el campo iluminado aunque con luminancia algo menor. Con esto se procuraba que el observador no se desadaptara ni a la luminancia ni al color de la luz utilizada.

*La pupila artificial, Pu,* se colocaba en la mentonera, sujeta mediante un sistema que permitía cambiar la pupila de unas experiencias a otras.

Se utilizaron pupilas de diámetros 1 mm, 2 mm, 3 mm y la pupila del ojo desnudo que, en esas condiciones, tenía un diámetro aproximado de 4,25 mm. Este valor se ha tomado siguiendo los trabajos de Flamant [3] y Reeves [4] según los cuales se encontraría entre 4 y 4,5 mm.

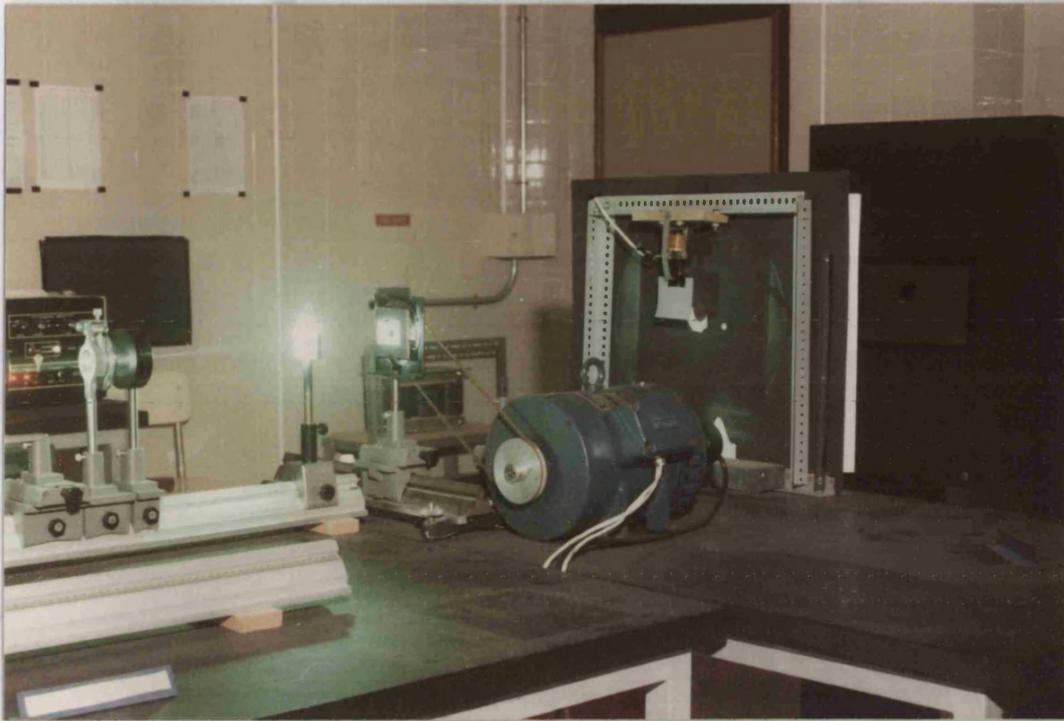
Se tuvo especial cuidado en que la colocación del observador respecto de la pupila artificial fuese fija y correcta, ya que si existiese excentricidad variaría la calidad de la imagen debido a que se modifica la M.T.F. según trabajos de A.V. Meeteren, C.J.W. Dunnewold [3] y J.M. Gorrard [4].

*Los observadores* fueron dos A.F y J.M.A. ambos de visión normal.

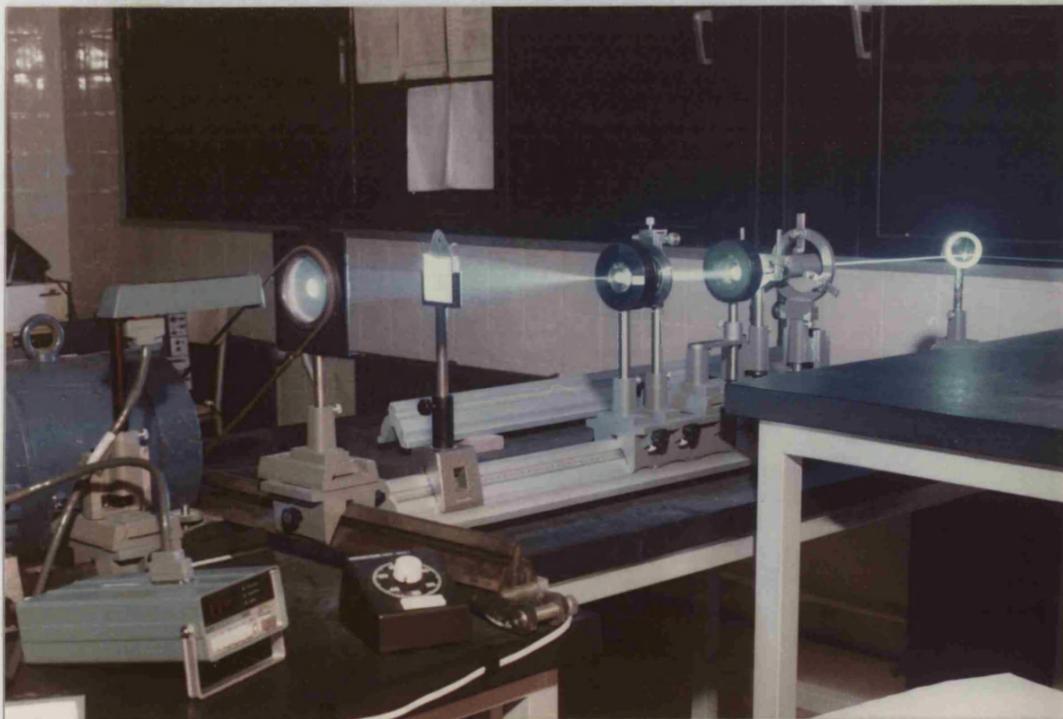
Puesto que hemos dicho que se han utilizado como fuentes de luz láseres. El ojo del observador ha estado expuesto a esta radiación durante las experiencias. Es sabido que se han publicado trabajos acerca de los riesgos del laser para el ojo [7], [8] y [9]. Sin embargo, en principio, no resultaba peligroso en nuestras condiciones experimentales, en que el rayo lógicamente se abría en forma de haz y la potencia que se concentraba en un punto no llegaba a alcanzar el límite que se considera peligroso y capaz de producir lesiones.

#### CONTROL DE LA LUMINANCIA

La luminancia que presentaba el test se controlaba antes y después de cada grupo de medidas, con un fotómetro digital Tektronix 516,



Fotografía - 10 Vista parcial del dispositivo en la que se aprecia el motor utilizado para hacer girar al difusor, el obturador suspendido del mecano y a la derecha del todo la casamata de observación.



Fotografía - 11 En esta fotografía se aprecia la posición de la sonda para medir la luminancia conectada al fotómetro correspondiente. A su derecha se observa el contador que regulaba el tiempo de exposición del test.

provisto de la sonda J6503 que mide directamente en  $\text{cd/m}^2$ . Cualquier pequeña variación en el nivel de luminancia deseado podía corregirse girando el polaroide  $P_0$ .

Para realizar la medida, la sonda se situaba en el mismo banco óptico delante del test, por lo que era sencillo su alineamiento. Se medía la luminancia en el test con la mira de Foucault correspondiente, para que el valor obtenido fuese el real, es decir el que veía el observador en cada medida. (Fot. 11).

### CONSTRUCCION Y MEDIDA DE LAS REDES OBJETO

Partiendo de una red original sobre placa de vidrio de  $t=1/2$  y  $p=100$  ciclos/pulgada se hicieron las copias necesarias con película litográfica de alto contraste.

Unas copias se hicieron por contacto, con lo que se obtenían redes de 4 ciclos/mm aproximadamente y de contraste prácticamente la unidad. Una vez obtenidas eran examinadas y medidas en un microscopio, montado para tal fin con un aumento  $M=6,37 \pm 0,02$ ; resultando para estas redes los siguientes valores de frecuencia espacial,  $p=(3,94 \pm 0,11)$  ciclos/mm, y anchura de una raya,  $y=(0,127 \pm 0,004)$  mm.

Se hicieron otras copias colocando la red original en la ampliadora de fotografía para obtener redes de 2 ciclos/mm. Estas redes, por la ampliación, habían perdido algo de contraste, por lo que se hicieron otras copias por contacto con éstas, con lo que se conseguía el contraste deseado. Igualmente se examinaron en el microscopio obteniéndose los siguientes valores:  $p=(2,01 \pm 0,03)$  ciclos/mm e  $y=(0,249 \pm 0,004)$  mm.

Tanto el primer grupo de copias (4 ciclos/mm) como el segundo (2 ciclos/mm) constaban de 4 redes. Las cuatro redes de un mismo grupo debían tener idénticas características y diferenciarse sólo en la orientación de las rayas; ya que para las medidas era necesario una red con las rayas en posición vertical, otra horizontal, y las otras dos con las rayas inclinadas  $45^\circ$  a la derecha y a la izquierda respectivamente. Por ello se revelaban las 4 a un mismo tiempo para que las condiciones fuesen idénticas, y después se examinaban al microscopio y se medía su transmisión. Si el resultado no era satisfactorio, se procedía a la obtención de otras redes hasta encontrar las aptas para nuestras experiencias.

### CALCULO DE LOS TEST UTILIZADOS (MIRAS DE FOUCAULT)

A partir de las redes objeto de las que acabamos de hablar, por el sistema de proyección descrito anteriormente obteníamos los distintos test necesarios para las medidas. Sólo teníamos que calcular las distancias  $R_0$  a las que había que colocar la red objeto para obtener las diferentes Miras de Foucault que se deseaban.

*Las Tablas I, II y II bis* dan los valores característicos de los test que se emplearon: ángulo,  $s$ , de separación entre dos rayas negras, frecuencia espacial,  $p$ , en ciclos/mm y en ciclos/grado, y la posición  $R_0$ , a la que se coloca el objeto respecto de la fuente  $S_0$  en cada caso.

Para el cálculo de errores considerábamos las distancias  $R_1$  y  $R_0$  con un error de  $\pm 0,2$  cm puesto que se medían sobre la escala en mm del banco de óptica. De estas distancias se obtenía el valor del aumento  $\beta=R_1/R_0$ , y de ahí se calculaba la frecuencia del test, conociendo la frecuencia de la red objeto, en ciclos/mm. Los otros datos que aparecen en las tablas:  $p$  (ciclos/grado),  $s$  e  $y$ , derivan de la variable anterior  $p$  (ciclos/mm) y en realidad indican lo mismo que aquélla (la frecuencia que presenta el test) pero expresado de diferente manera. No obstante, damos también estos valores porque puede interesar en algún caso, comparar nuestros resultados con otros de la bibliografía donde es frecuente encontrar por ejemplo la variable  $s$  (en minutos y segundos) en lugar de la frecuencia espacial del test en ciclos/grado.

Al final de la tabla se da el error absoluto y relativo que se ha asignado a los valores de cada columna. En realidad el error absoluto no era el mismo para todos los valores de una misma columna, pero como solo diferían unos de otros en la segunda cifra significativa tomamos el criterio de redondear esta cifra. Por ejemplo, en la Tabla I el error absoluto de  $p$  (ciclos/grado) variaba desde 2,4 hasta 1,6 ciclos/gr pero hemos considerado  $\pm 2$  ciclos/gr en todos los casos; en la Tabla II la variación era desde 0,9 hasta 0,5 y hemos tomado  $\pm 1$  ciclo/grado, y en la Tabla II bis desde 1,1 hasta 0,8 y también hemos considerado  $\pm 1$  ciclo/grado. Análogamente, seguimos este mismo criterio para las demás columnas y para el error relativo.

TABLA I

Valores de la separación angular,  $s$ , entre dos rayas, de la anchura de una raya,  $y$ , de la frecuencia espacial,  $p$ , y de la distancia  $R_0$  del objeto proyectado al punto  $S_0$ , para los distintos test obtenidos a partir de una red objeto de  $p=3,94$  ciclos/mm. Con una distancia  $R_i$  fija de 43 cm y distancia de observación de 1 m. (Al final, error absoluto y error relativo medio de cada columna).

S	y (mm)	$p$ ( $\frac{\text{ciclos}}{\text{mm}}$ )	$p$ ( $\frac{\text{ciclos}}{\text{grado}}$ )	$R_0$ (cm)
37"	0,179	2,78	49	30,5
38"	0,184	2,72	47	29,6
39"	0,190	2,63	46	28,9
40"	0,194	2,58	45	28,2
41"	0,199	2,53	44	27,5
42"	0,204	2,45	43	26,8
43"	0,208	2,40	42	26,2
44"	0,214	2,34	41	25,6
45"	0,218	2,29	40	25,0
46"	0,223	2,24	39	24,5
47"	0,228	2,20	38	24,0
48"	0,233	2,15	37	23,5
50"	0,242	2,07	36	22,6
52"	0,252	1,99	35	21,7
53"	0,257	1,95	34	21,3
55"	0,266	1,88	33	20,5
56"	0,272	1,84	32	20,1
58"	0,281	1,78	31	19,4
1'	0,290	1,73	30	18,8
1'5"	0,32	1,6	28	17,3
1'10"	0,34	1,5	26	16,1
$\pm 1$ 2%	$\pm 0.010$ 4%	0,10 4%	$\pm 2$ 5%	$\pm 0,2$ 1%

TABLA II

Valores de la separación angular,  $s$ , entre dos rayas, de la anchura de una raya,  $y$ , de la frecuencia espacial,  $p$ , y de la distancia  $R_0$  del objeto proyectado al punto  $S_0$ , para los distintos test obtenidos a partir de una red objeto de  $p=2,01$  ciclos/mm. Con una distancia  $R_i$  fija de 43 cm, y distancia de observación de 1 m. (Al final, error absoluto y error relativo medio de cada columna).

S	y (mm)	$p$ ( $\frac{\text{ciclos}}{\text{mm}}$ )	$p$ ( $\frac{\text{ciclos}}{\text{grado}}$ )	$R_0$ (cm)
1'15"	0,364	1,38	24	29,4
1'20"	0,388	1,29	23	27,6
1'25"	0,412	1,22	21	26,0
1'30"	0,44	1,15	20	24,5
1'35"	0,46	1,09	19	23,2
1'40"	0,48	1,04	18	22,2
1'45"	0,51	0,98	17	21,0
1'50"	0,53	0,94	16	20,0
1'55"	0,56	0,90	16	19,2
2'	0,58	0,86	15	18,4
2'5"	0,61	0,83	14	17,7
2'10"	0,63	0,80	14	17,0
2'15"	0,65	0,77	13	16,4
2'20"	0,68	0,74	13	15,7
2'25"	0,70	0,71	12	15,2
2'30"	0,73	0,69	12	14,7
2'35"	0,75	0,67	12	14,2
2'40"	0,78	0,65	11	13,8
$\pm 2''$ 2%	$\pm 0,02$ 4%	$\pm 0,03$ 3%	$\pm 1$ 4%	$\pm 0,2$ 1%

TABLA II bis

Valores de la separación angular,  $s$ , entre dos rayas, de la anchura de una raya,  $y$ , de la frecuencia espacial,  $p$ , y de la distancia  $R_0$  del objeto proyectado al punto  $S_0$ , para los distintos test obtenidos a partir de una red objeto de  $p=2,01$  ciclos/mm. Con una distancia  $R_i$  fija de 43 cm y distancia de observación de 1,5 m. (Al final, error absoluto y error relativo medio de cada columna).

S	y (mm)	$p$ ( $\frac{\text{ciclos}}{\text{mm}}$ )	$p$ ( $\frac{\text{ciclos}}{\text{grado}}$ )	$R_0$ (cm)
58"	0,42	1,18	31	25,3
1'	0,44	1,15	30	24,6
1'5"	0,47	1,06	28	22,6
1'10"	0,51	0,98	26	21,0
1'15"	0,55	0,92	24	19,6
1'20"	0,58	0,86	23	18,4
1'25"	0,62	0,81	21	17,3
$\pm 1''$	0,02	$\pm 0,03$	$\pm 1$	$\pm 0,2$
1,5%	3%	3%	4%	1%

## MEDIDA EXPERIMENTAL DEL PODER SEPARADOR DEL OJO

La Agudeza Visual se midió experimentalmente por el método de los estímulos constantes.

Este método consiste en que se le van presentando al observador test con distintas separaciones angulares que van variando a intervalos discretos (no de forma continua). Según éste método, para determinar cuando el observador empieza a distinguir rayas separadas (o cuando deja de verlas separadas), no se le va aumentando la separación angular de forma continua (o se le va disminuyendo), sino que se eligen de antemano unos valores determinados para las separaciones angulares del test, y estos se le presentan al observador no importa en que orden. Obviamente habrá separaciones angulares tales que siempre las verá bien y otras que no verá nunca. Entre estos dos extremos encontramos valores en los que unas veces contestará acertadamente y otras no. Consideraremos como Agudeza Visual, aquel valor para el cual el observador haya dado un 60% de respuestas acertadas. Hemos de advertir que otros autores toman el 70%, el 50% o el 80% de aciertos para determinar la Agudeza Visual. Nosotros hemos tomado el 60%, pero de la estadística de nuestras medidas es fácil, si se desea, tomar otro porcentaje y ver rápidamente los resultados correspondientes.

## DESCRIPCION DE UNA SESION DE MEDIDAS

Las medidas se realizaban en sesiones de 50 minutos de duración aproximada.

Para empezar la sesión el observador se preadaptaba 5 minutos a un nivel de luminancia constante que era el existente en el laboratorio con las luces encendidas. después empezaba la sesión adaptandose 10 minutos a la oscuridad, y seguidamente se colocaba en la mentonera para adaptarse otros 5 minutos a la luminancia del test de observación. Después de la adaptación se tomaban 20 medidas correspondientes a una frecuencia determinada. En cada medida se presentaba durante 3 seg al observador la Mira de Foucault y él debía contestar: Vertical, Horizontal, Derecha o Izquierda, según la posición en que viese las rayas. Las 20 medidas eran del mismo test, variando al azar las cuatro posiciones.

Después de un descanso de 2 minutos, en que seguía mirando al difusor para no desadaptarse, se tomaban otras 20 medidas poniendo otra frecuencia diferente para la Mira de Foucault.

Este proceso de 20 medidas y 2 minutos de descanso, se repetía 4 veces, para 4 frecuencias diferentes.

### EXTRACCION DE RESULTADOS

Con una sesión como la que acabamos de describir se obtienen 20 medidas para cada una de las 4 frecuencias elegidas. Repitiendo 5 veces esa sesión se consiguen 100 medidas de cada frecuencia con lo que se tenía directamente el tanto por cien de aciertos.

Para extraer un resultado de Agudeza Visual, se dibujan las curvas de % de aciertos para cada una de las frecuencias medidas, (como se ve en las gráficas de resultados) y se elige la frecuencia que más se aproxima al 60% de respuestas acertadas.

### CONDICIONES DE OBSERVACION

Aunque algunas de ellas ya se han nombrado, y otras aparecerán especificadas en cada experiencia particular, conviene que citemos aquí algunas condiciones de observación que han sido constantes a lo largo de todo el trabajo, como son:

- a) Visión monocular derecha central
- b) Visión foveal
- c) Tamaño del test de 1º
- d) Tiempo de exposición 3 seg.
- e) Tiempo de adaptación: 10 minutos a la oscuridad y 5 minutos al test.

Frente a estas condiciones fijas, citaremos también los parámetros que han ido variando de unas experiencias a otras que son:

- a) Luminancia
- b) Coherencia de la radiación
- c) Longitud de onda de la radiación
- d) Pupila de observación.

BIBLIOGRAFIA

- [1] L.J. Bour. J.C.M. Verhoosel. Vision Res. 19, 717, (1979).
- [2] R. Jozwicki . Optica Acta, 30, 73 (1983).
- [3] Flamant, Stiles. J.P. 107, 187 (1948).
- [4] Reeves. Phil. Mag. 35, 174 (1918).
- [5] A.V. Meeteren, C.J.W. Dunnewold. Vision res. 23, 573 (1983).
- [6] J.M. Gorrard. Vision res., 19, 907 (1979).
- [7] J.L. Dunskey, P.W. Lappin. Vision res. 11, 733 (1971).
- [8] W.T. Ham Jr. et al. Vision res., 20, 1105, (1980).
- [9] R.N. Frank. Vision res., 20, 1073 (1980).
- [10] Y. Le Grand. "Optique Physiologique". Masson & Cie (1972).
- [11] Y. Le Grand. El Hage. "Physiological Optics". Springer-Verlag. (1980).

## EXPERIENCIAS Y RESULTADOS

## EXPERIENCIAS Y RESULTADOS

Las experiencias que se llevaron a cabo, con el dispositivo y el método que acabamos de describir, para estudiar el problema planteado en la parte teórica, pueden agruparse del siguiente modo:

### PRIMERA EXPERIENCIA

*Medida de la agudeza visual con iluminación coherente y parcialmente coherente. Influencia del diámetro pupilar.*

En esta primera experiencia se trató de comprobar en principio si existía diferencia entre el poder separador del ojo con luz incoherente y con luz coherente. Elegimos como parámetro la pupila, manteniendo fija la iluminación retineana. De esta manera el problema es puramente óptico, teniendo además la ventaja de que como al variar la pupila varía el tamaño del moteado podíamos también investigar hasta qué punto éste influye en los resultados.

Por todo ello se midió la agudeza visual con luz coherente utilizando distintos diámetros pupilares. La ecuación (40) del capítulo IV nos permitirá calcular el tamaño del moteado para cada pupila. También podremos comparar el tamaño del moteado en cada caso, con el correspondiente tamaño de la imagen retineana de una raya de anchura igual a su agudeza visual, lo que nos permitirá deducir hasta que punto el tamaño del moteado influye en la misma. Evidentemente en la discusión de los resultados tendremos que considerar también el valor de la frecuencia de corte teórica del sistema que es importante sobre todo cuando se trabaja con pupilas pequeñas.

Esta experiencia se llevó a cabo con dos observadores, con test de 1º para reducir el problema a la fovea, y con pupilas de diámetros 1, 2, 3 y 4,25 mm.

La fuente que se utilizó fue el laser de He-Ne de  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$  e  $\Delta\lambda = 4,3 \cdot 10^{-3} \text{ nm}$  con una longitud de coherencia de  $l = 9,25 \text{ cm}$ . La razón de utilizar el color rojo, que sabemos que se encuentra en un extremo de la curva de visibilidad espectral del ojo, fue porque pensamos que si el moteado podía ser la principal causa de diferencia entre las medidas con luz coherente e incoherente, éste sería mayor con la mayor longitud de

onda por lo que se observaría mejor su efecto.

Para las medidas con luz parcialmente coherente, utilizamos la misma fuente reduciendo la coherencia espacial y por tanto el moteado mediante el giro del difusor sobre el que se proyectaba el test. Como se expuso en el capítulo V, con esto la coherencia espacial se reduce tanto que el observador ve el test sin moteado.

Por otra parte la luminancia no podía tener un valor fijo para todas las pupilas, ya que entonces al variar el diámetro pupilar variaría la iluminación retineana que viene dada por el producto  $L \cdot S$ , siendo  $L$  la luminancia y  $S$  la superficie de la pupila. Por lo tanto para mantener constante la iluminación retineana a lo largo de la experiencia era necesario poner mayores luminancias cuando se utilizaban pupilas más pequeñas. Por ejemplo, con la pupila de 3 mm teníamos una luminancia de  $100 \text{ cd/m}^2$  y para la pupila de 1 mm la luminancia era de  $900 \text{ cd/m}^2$ . La iluminación retineana era en todos los casos  $L \cdot S = 707 \text{ trolands}$ .

Las medidas de esta experiencia se representan en las figuras 1,2, 3 y 4, que nos dan la estadística de las medidas realizadas, en ellas se ha trazado una línea horizontal que marca el 60% de respuestas acertadas, que es el límite elegido para determinar el valor de la agudeza visual. Los resultados extraídos de estas medidas están representados en las tablas III y IV que dan los valores de la agudeza visual en ciclos/grados y en minutos y segundos de ángulo subtendido, para los dos observadores y para cada una de las pupilas estudiadas tanto con iluminación coherente como parcialmente coherente.

Finalmente los valores de las tablas anteriores se representan gráficamente en la figura 5.

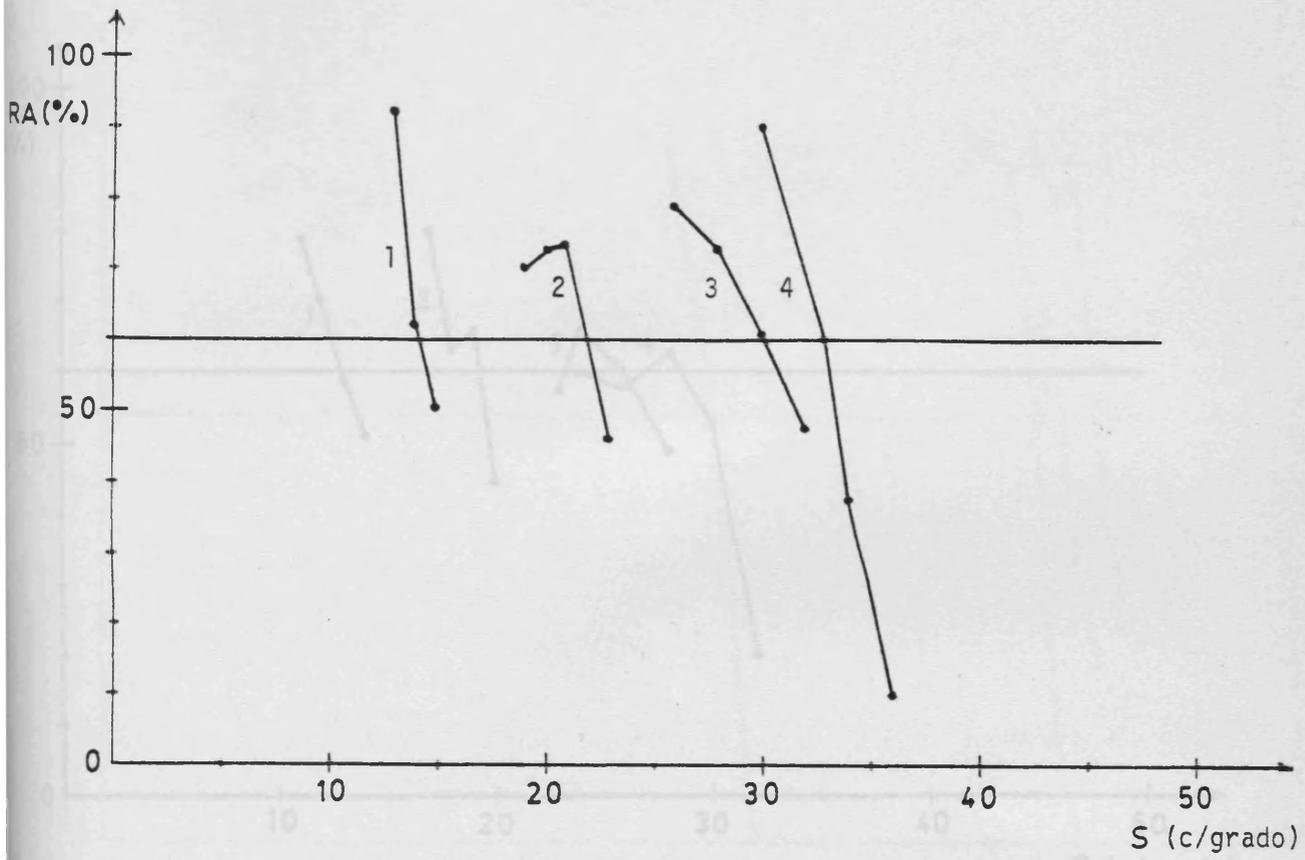


Fig - 1

Respuestas acertadas (RA) en % para cada una de las frecuencias espaciales  $s$ (c/grado) de la red presentadas al observador, para distintas pupilas, iluminación coherente de 707 trolands y  $\lambda=632,8$  nm. Los puntos de la gráfica 1 corresponden a una pupila de diámetro  $d=1$  mm; la 2 a  $d=2$  mm; la 3 a  $d=3$  mm y la 4 a  $d=4,25$  mm (ojo desnudo).

Tomamos como agudeza visual en cada caso, aquel valor que se aproxime más por exceso al 60% de respuestas acertadas. Observador J.M.A.

Tomamos como agudeza visual en cada caso, aquel valor que se aproxime más por exceso al 60% de respuestas acertadas. Observador A.F.

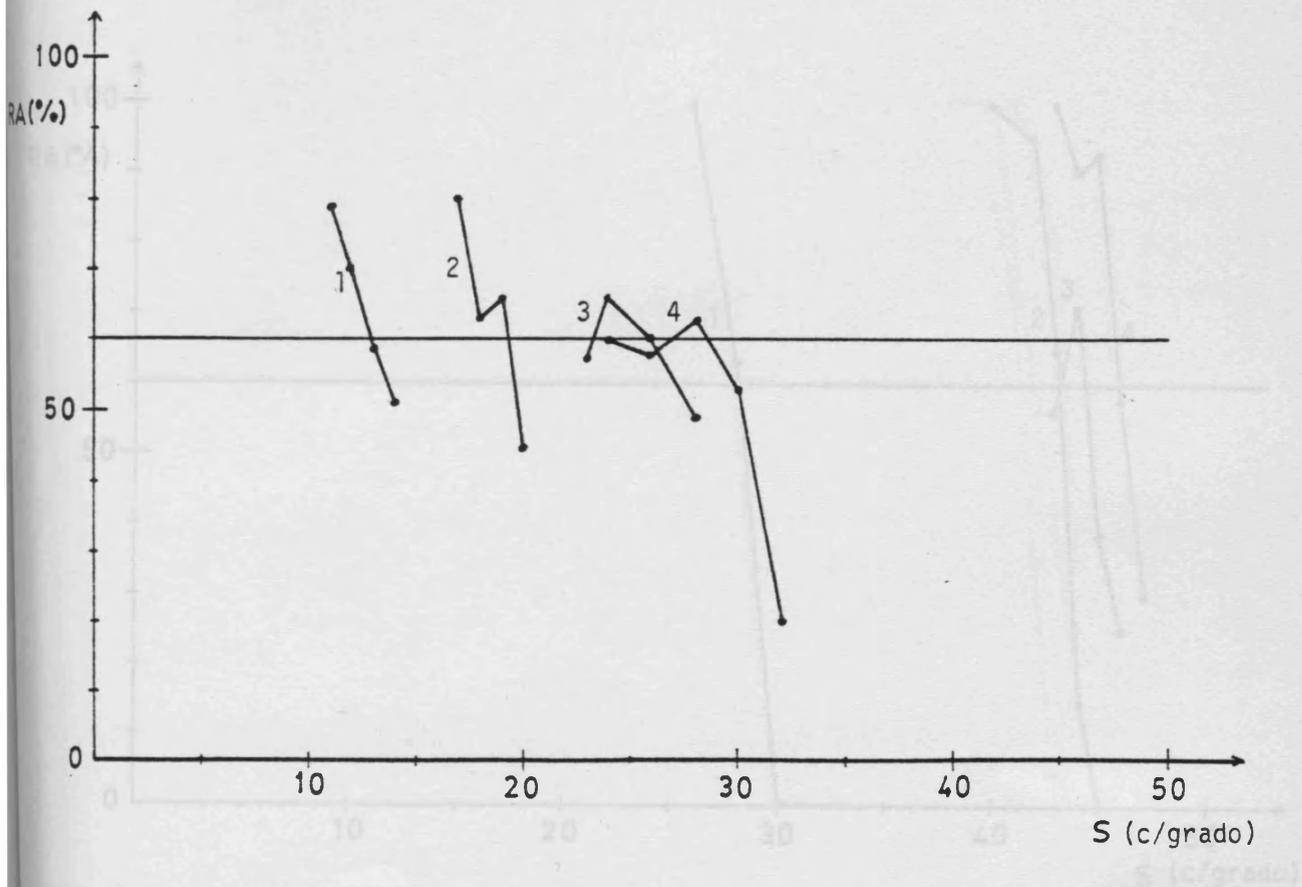


Fig - 2

Respuestas acertadas (RA) en % para cada una de las frecuencias espaciales  $s$  (c/grado) de la red presentadas al observador, para distintas pupilas, iluminación coherente de 707 trolands y  $\lambda=632,8$  nm. Los puntos de la gráfica 1 corresponden a una pupila de diámetro  $d=1$  mm; la 2 a  $d=2$  mm; la 3 a  $d=3$  mm y la 4 a  $d=4,25$  mm (ojo desnudo).

Tomamos como agudeza visual en cada caso, aquel valor que se aproxime más por exceso al 60% de respuestas acertadas. Observador A.F.

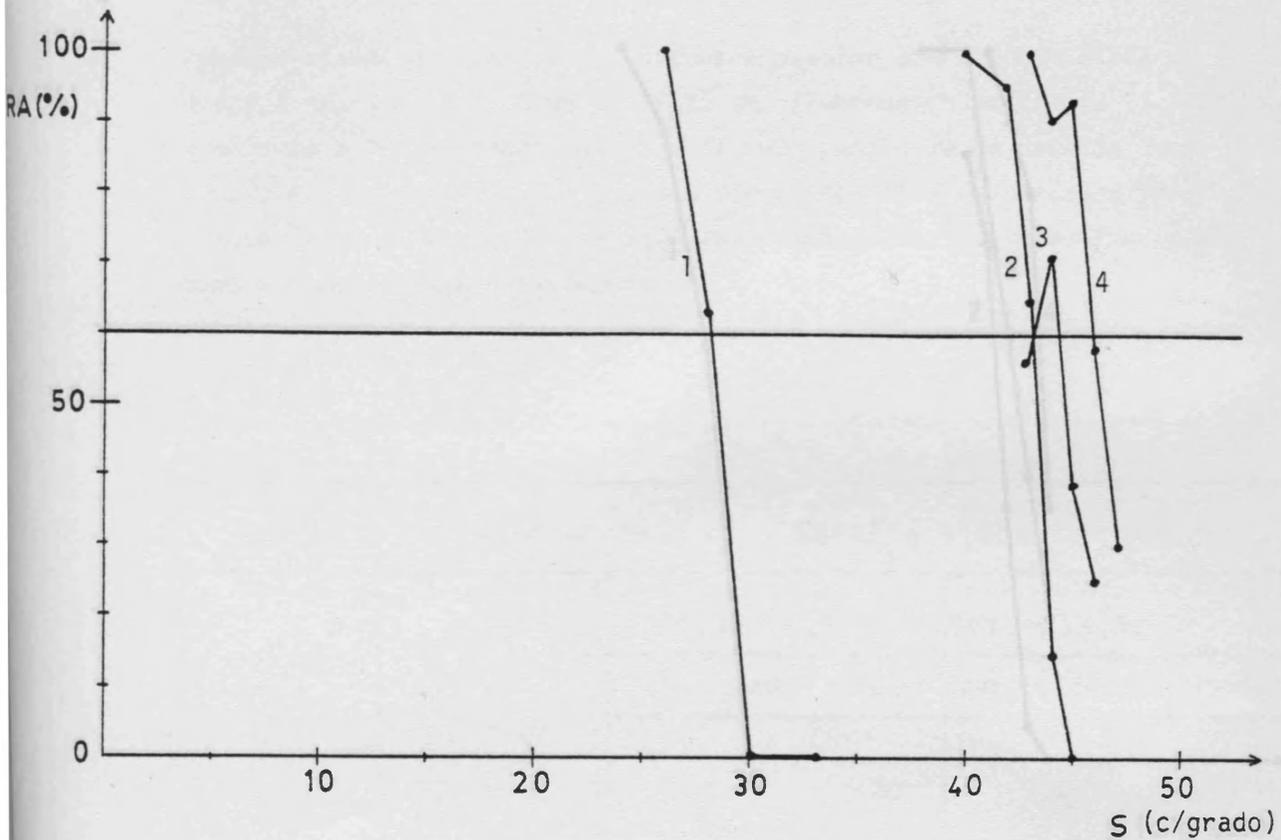


Fig - 3

Respuestas acertadas (RA) en % para cada una de las frecuencias espaciales  $s$ (c/grado) de la red presentadas al observador, para distintas pupilas, iluminación parcialmente coherente de 707 trolands y  $\lambda=632,8$  nm. Los puntos de la gráfica 1 corresponden a una pupila de diámetro  $d=1$  mm; la 2 a  $d=2$  mm; la 3 a  $d=3$  mm y la 4 a  $d=4,25$  mm (ojo desnudo).

Tomamos como agudeza visual en cada caso, aquel valor que se aproxime más por exceso al 60% de respuestas acertadas. Observador J.M.A.

TABLA III

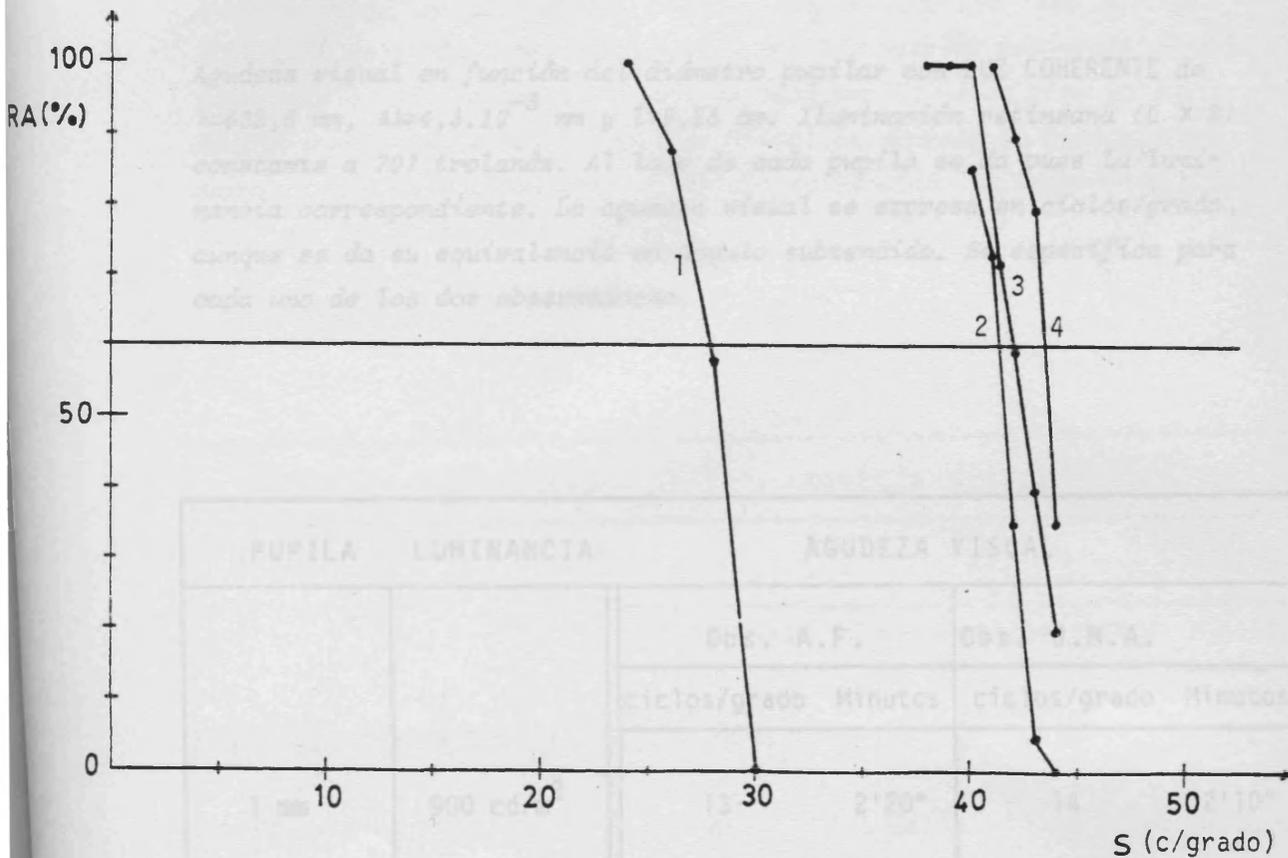


Fig - 4

Respuestas acertadas (RA) en % para cada una de las frecuencias espaciales  $s$ (c/grado) de la red presentadas al observador, para distintas pupilas, iluminación parcialmente coherente de 707 trolands y  $\lambda=632,8$  nm. Los puntos de la gráfica 1 corresponden a una pupila de diámetro  $d=1$  mm; la 2 a  $d=2$  mm; la 3 a  $d=3$  mm y la 4 a  $d=4,25$  mm (ojo desnudo).

Tomamos como agudeza visual en cada caso aquel valor que se aproxime más por exceso al 60% de respuestas acertadas. Observador A.F.

TABLA III

*Agudeza visual en función del diámetro pupilar con LUZ COHERENTE de  $\lambda=632,8 \text{ nm}$ ,  $\Delta\lambda=4,3 \cdot 10^{-3} \text{ nm}$  y  $l=9,25 \text{ cm}$ . Iluminación retineana (L x S) constante a 707 trolands. Al lado de cada pupila se da pues la luminancia correspondiente. La agudeza visual se expresa en ciclos/grado, aunque se da su equivalencia en ángulo subtendido. Se especifica para cada uno de los dos observadores.*

PUPILA	LUMINANCIA	AGUDEZA VISUAL			
		Obs. A.F.		Obs. J.M.A.	
		ciclos/grado	Minutos	ciclos/grado	Minutos
1 mm	900 cd/m <sup>2</sup>	13	2'20"	14	2'10"
2 mm	225 "	19	1'35"	21	1'25"
3 mm	100 "	26	1'10"	30	1'
4,25 mm (ojo desnudo)	50 "	28	1'5"	33	55"

TABLA IV

*Agudeza visual en función del diámetro pupilar con LUZ PARCIALMENTE COHERENTE de  $\lambda=632,8$  nm,  $\Delta\lambda=4,3 \cdot 10^{-3}$  nm. Iluminación retineana ( $L \times S$ ) constante a 707 trolands. Al lado de cada pupila se da pues la luminancia correspondiente. La agudeza visual se expresa en ciclos/grado, aunque se da su equivalencia en ángulo subtendido. Se especifica para cada uno de los dos observadores.*

PUPILA	LUMINANCIA	AGUDEZA VISUAL			
		Obs. A.F.		Obs. J.M.A.	
		ciclos/grado	Minutos	ciclos/grado	Minutos
1 mm	900 cd/m <sup>2</sup>	28	1'5"	28	1'5"
2 mm	225 "	41	44"	43	42"
3 mm	100 "	43	42"	44	41"
4,25 mm (ojo desnudo)	50 "	42	43"	46	39"

SEGUNDA EXPERIENCIA

Medida de la agudeza visual con iluminación coherente y parcialmente coherente. Variación con la luminancia.

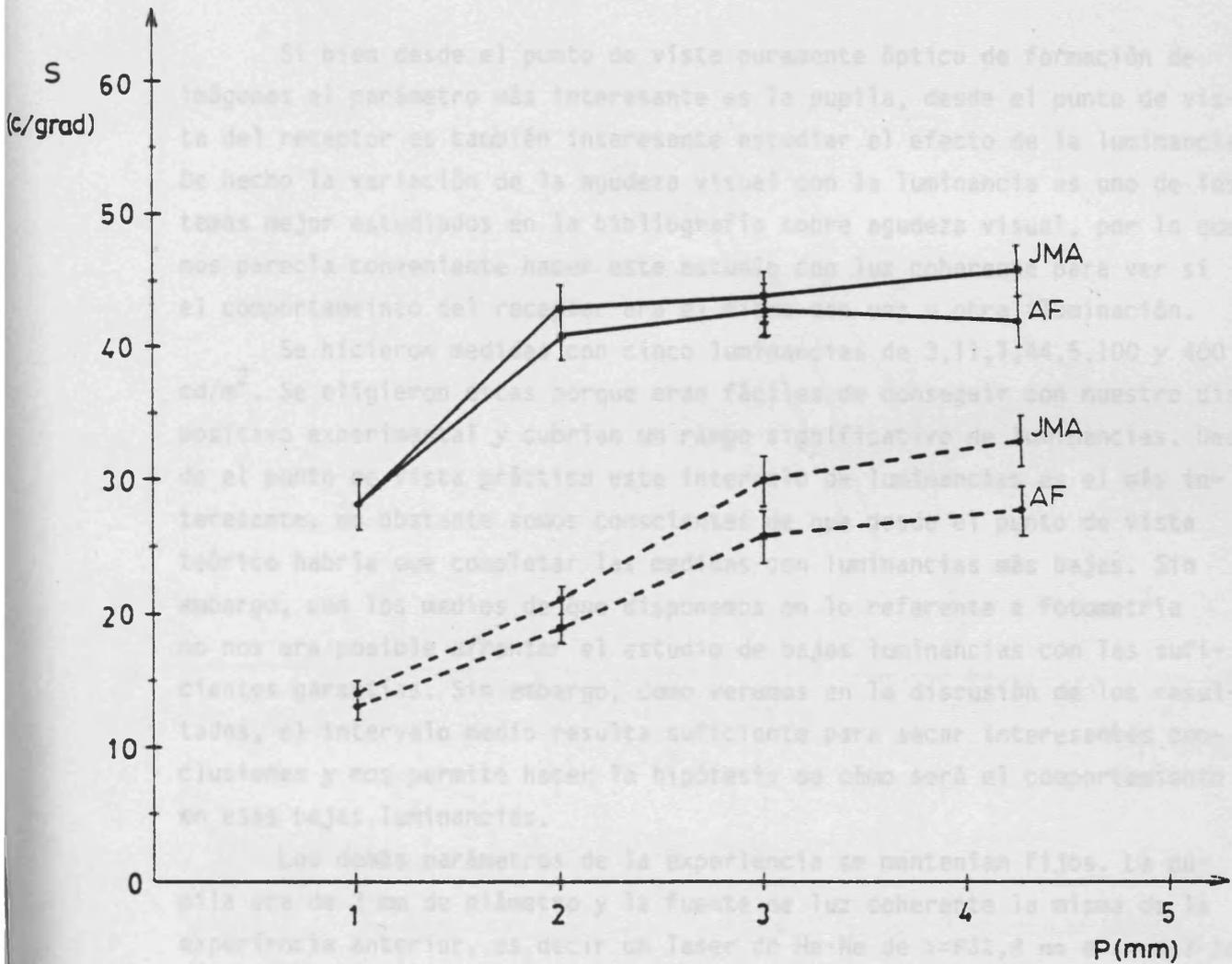


Fig - 5

Valores experimentales de la agudeza visual (c/grado) en función del diámetro pupilar  $p$ , con iluminación incoherente (—) y coherente (- - -). Cada gráfica corresponde a un observador.

## SEGUNDA EXPERIENCIA

*Medida de la agudeza visual con iluminación coherente y parcialmente coherente. Variación con la luminancia.*

Si bien desde el punto de vista puramente óptico de formación de imágenes el parámetro más interesante es la pupila, desde el punto de vista del receptor es también interesante estudiar el efecto de la luminancia. De hecho la variación de la agudeza visual con la luminancia es uno de los temas mejor estudiados en la bibliografía sobre agudeza visual, por lo que nos parecía conveniente hacer este estudio con luz coherente para ver si el comportamiento del receptor era el mismo con una u otra iluminación.

Se hicieron medidas con cinco luminancias de 3,11,1,44,5,100 y 400  $\text{cd/m}^2$ . Se eligieron estas porque eran fáciles de conseguir con nuestro dispositivo experimental y cubrían un rango significativo de luminancias. Desde el punto de vista práctico este intervalo de luminancias es el más interesante, no obstante somos conscientes de que desde el punto de vista teórico habría que completar las medidas con luminancias más bajas. Sin embargo, con los medios de que disponemos en lo referente a fotometría no nos era posible afrontar el estudio de bajas luminancias con las suficientes garantías. Sin embargo, como veremos en la discusión de los resultados, el intervalo medio resulta suficiente para sacar interesantes conclusiones y nos permite hacer la hipótesis de cómo será el comportamiento en esas bajas luminancias.

Los demás parámetros de la experiencia se mantenían fijos. La pupila era de 3 mm de diámetro y la fuente de luz coherente la misma de la experiencia anterior, es decir un laser de He-Ne de  $\lambda=632,8 \text{ nm}$  e  $\Delta\lambda=4,3 \cdot 10^{-3} \text{ nm}$  con longitud de coherencia  $L=9,25 \text{ cm}$ . Se utilizaron los mismos observadores, y se repitieron las medidas con luz parcialmente coherente para comparar después con la incoherente de la bibliografía.

Las figuras 6, 7, 8 y 9 representan la estadística de las medidas de esta experiencia. Las Tablas V y VI recogen los valores de la agudeza visual que corresponden a cada luminancia estudiada. La primera Tabla es para luz coherente y la segunda para el caso de parcialmente coherente. La figura 10 representa gráficamente los valores de estas tablas.

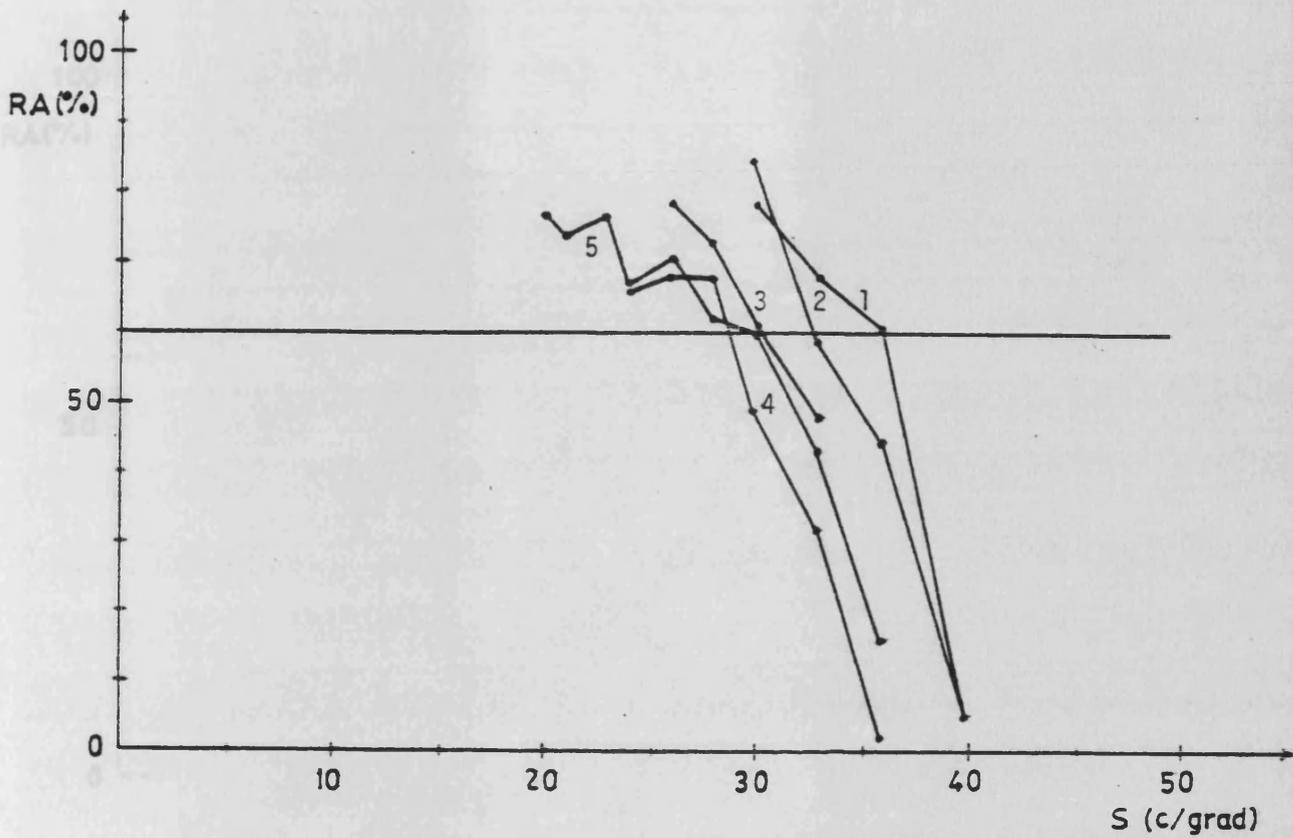


Fig - 6

Respuestas acertadas (RA) en % para cada una de las frecuencias espaciales  $s$ (c/grado) de la red, presentadas al observador para distintas luminancias; iluminación coherente, pupila de 3 mm y  $\lambda=632,8$  nm. Los puntos de la gráfica 1 corresponde a una luminancia  $L=3$  cd/m<sup>2</sup>; la 2 a  $L=11,1$  cd/m<sup>2</sup>; la 3 a  $L=44,5$  cd/m<sup>2</sup>; la 4 a  $L=100$  cd/m<sup>2</sup> y la 5 a  $L=400$  cd/m<sup>2</sup>.

Tomamos como agudeza visual en cada caso, aquel valor que se aproxime más por exceso al 60% de respuestas acertadas. Observador J.M.A.

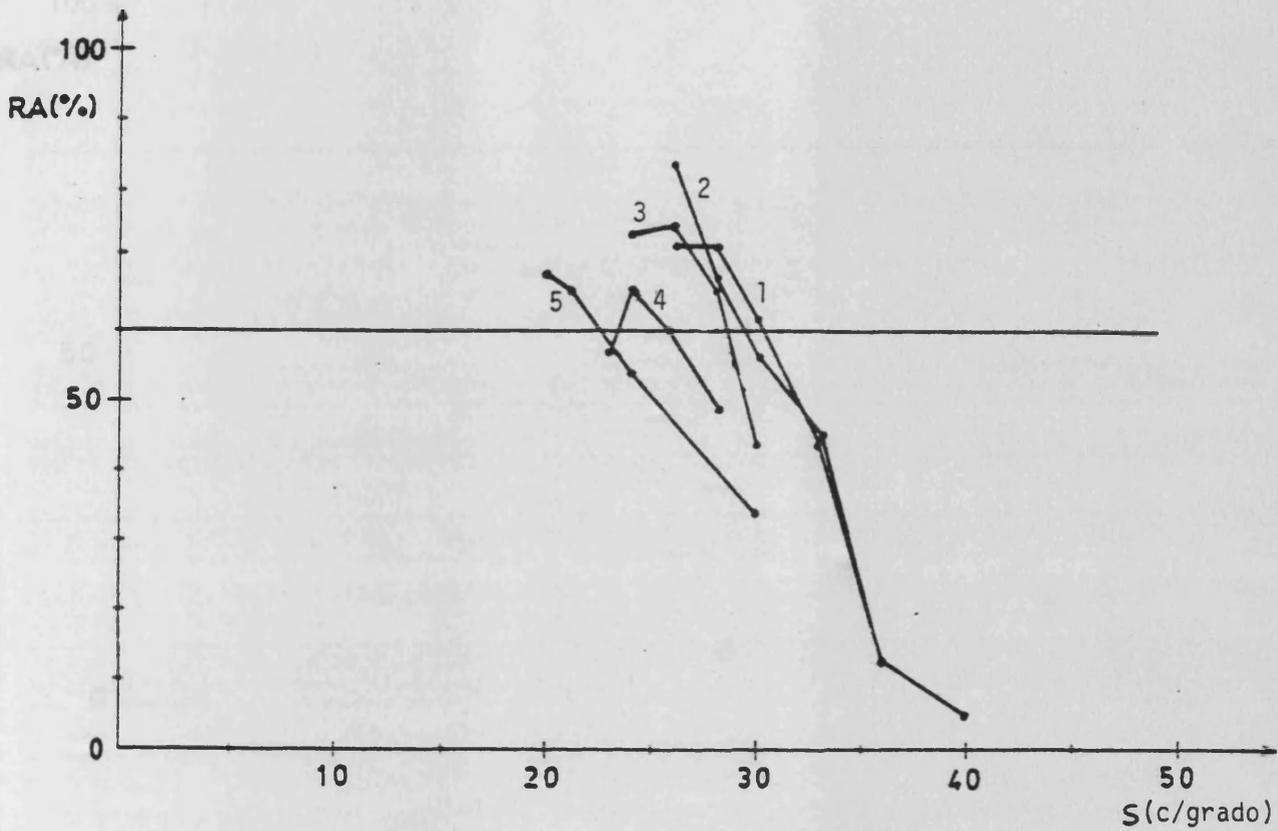


Fig - 7

Respuestas acertadas (RA) en % para cada una de las frecuencias espaciales  $s$ (c/grado) de la red, presentadas al observador para distintas luminancias; iluminación coherente, pupila de 3 mm y  $\lambda=632,8$  nm. Los puntos de la gráfica 1 corresponden a una luminancia  $L=3$   $\text{cd}/\text{m}^2$ ; la 2 a  $L=11,1$   $\text{cd}/\text{m}^2$ ; la 3 a  $L=44,5$   $\text{cd}/\text{m}^2$ ; la 4 a  $L=100$   $\text{cd}/\text{m}^2$  y la 5 a  $L=400$   $\text{cd}/\text{m}^2$ .

Tomamos como agudeza visual en cada caso aquel valor que se aproxime más por exceso al 60% de respuestas acertadas. Observador A.F.

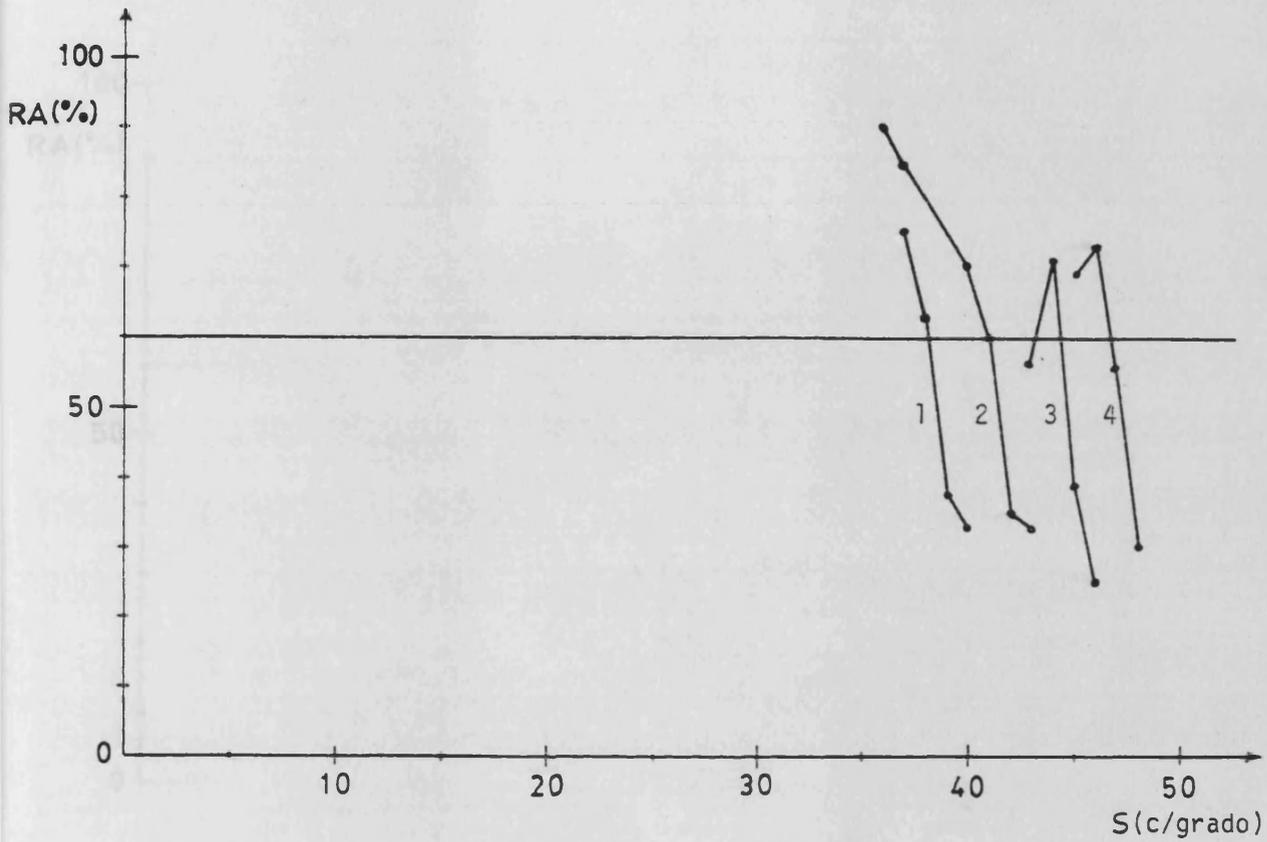


Fig - 8

Respuestas acertadas (RA) en % para cada una de las frecuencias espaciales  $s$ (c/grado) de la red, presentadas al observador para distintas luminancias; iluminación parcialmente coherente, pupila de 3 mm y  $\lambda=632,8$  nm. Los puntos de la gráfica 1 corresponden a una luminancia  $L=3$  cd/m<sup>2</sup>; la 2 a  $L=11,1$  cd/m<sup>2</sup>; la 3 a  $L=100$  cd/m<sup>2</sup> y la 4 a  $L=400$  cd/m<sup>2</sup>.

Tomamos como agudeza visual en cada caso, aquel valor que se aproxime más por exceso al 60% de respuestas acertadas. Observador J.M.A.

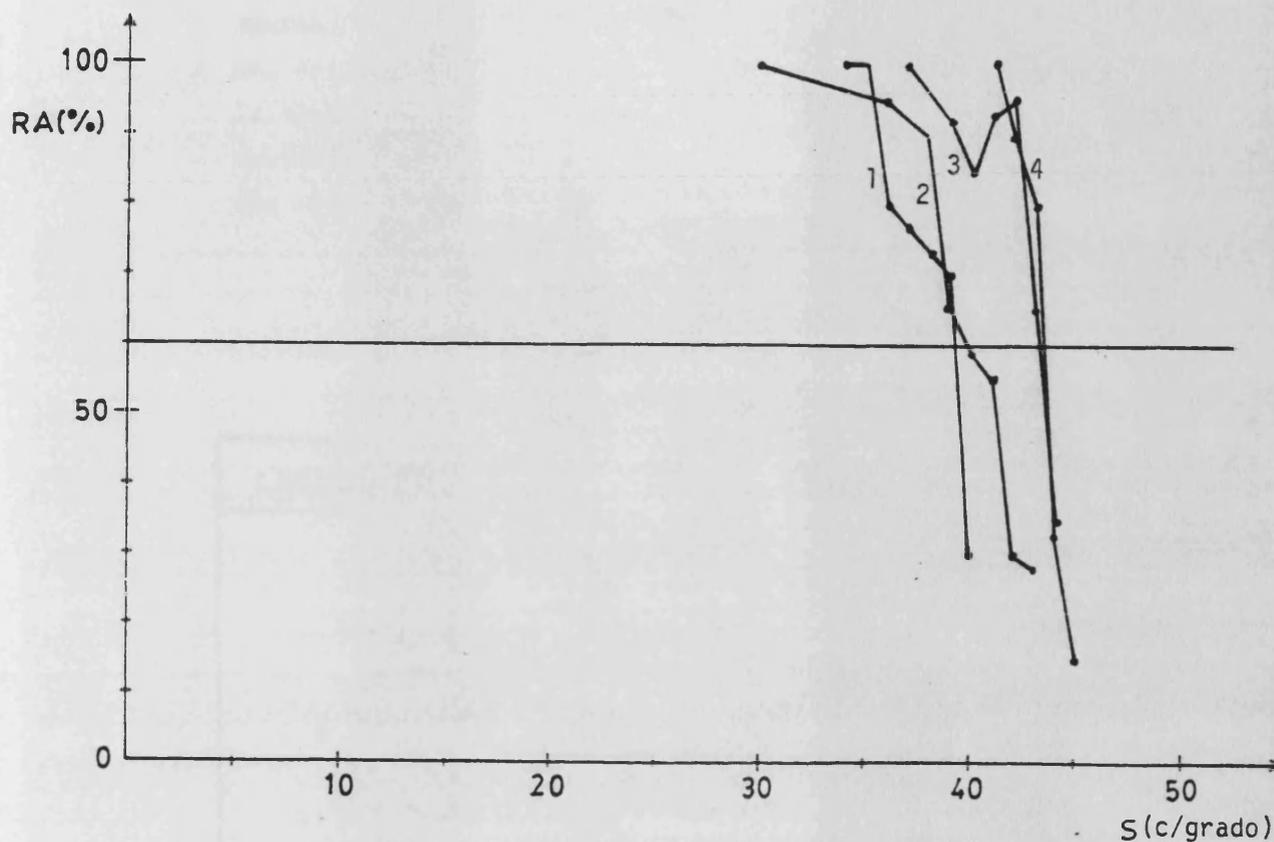


Fig - 9

Respuestas acertadas (RA) en % para cada una de las frecuencias espaciales  $s$ (c/grado) de la red, presentadas al observador para distintas luminancias; iluminación parcialmente coherente, pupila de 3 mm y  $\lambda=632,8$  nm. Los puntos de la gráfica 1 corresponden a una luminancia  $L=3$  cd/m<sup>2</sup>; la 2 a  $L=11,1$  cd/m<sup>2</sup>; la 3 a  $L=100$  cd/m<sup>2</sup> y la 4 a  $L=400$  cd/m<sup>2</sup>.

Tomamos como agudeza visual en cada caso, aquel valor que se aproxime más por exceso al 60% de respuestas acertadas. Observador A.F.

TABLA V

*Agudeza visual en función de la luminancia con LUZ COHERENTE de  $\lambda=632,8$  nm,  $\Delta\lambda=4,3 \cdot 10^{-3}$  nm y  $l=9,25$  cm. Pupila artificial de 3 mm de diámetro. La agudeza visual se expresa en ciclos/grado, aunque también se de su equivalencia en ángulo subtendido. Se especifica para cada uno de los dos observadores.*

LUMINANCIA	AGUDEZA VISUAL			
	Obs. A.F.		Obs. J.M.A.	
	ciclos/grado	Minutos	ciclos/grado	Minutos
3 cd/m <sup>2</sup>	30	1'	36	50"
11,1 "	28	1'5"	33	55"
44,5 "	28	1'5"	30	1'
100 "	26	1'10"	30	1'
400 "	24	1'15"	28	1'5"

TABLA VI

*Agudeza visual en función de la luminancia con LUZ PARCIALMENTE COHERENTE de  $\lambda=632,8 \text{ nm}$ ,  $\Delta\lambda=4,3 \cdot 10^{-3} \text{ nm}$ . Pupila artificial de 3 mm de diámetro. La agudeza visual se expresa en ciclos/grado, aunque también se da su equivalencia en ángulo subtendido. Se especifica para cada uno de los dos observadores.*

LUMINANCIA	AGUDEZA VISUAL			
	Obs. A.F.		Obs. J.M.A.	
	ciclos/grado	Minutos	ciclos/grado	Minutos
3 $\text{cd/m}^2$	39	46"	38	47"
11,1 "	40	45"	41	44"
44,5 "	--	--	--	--
100 "	43	42"	44	41"
400 "	43	42"	46	39"

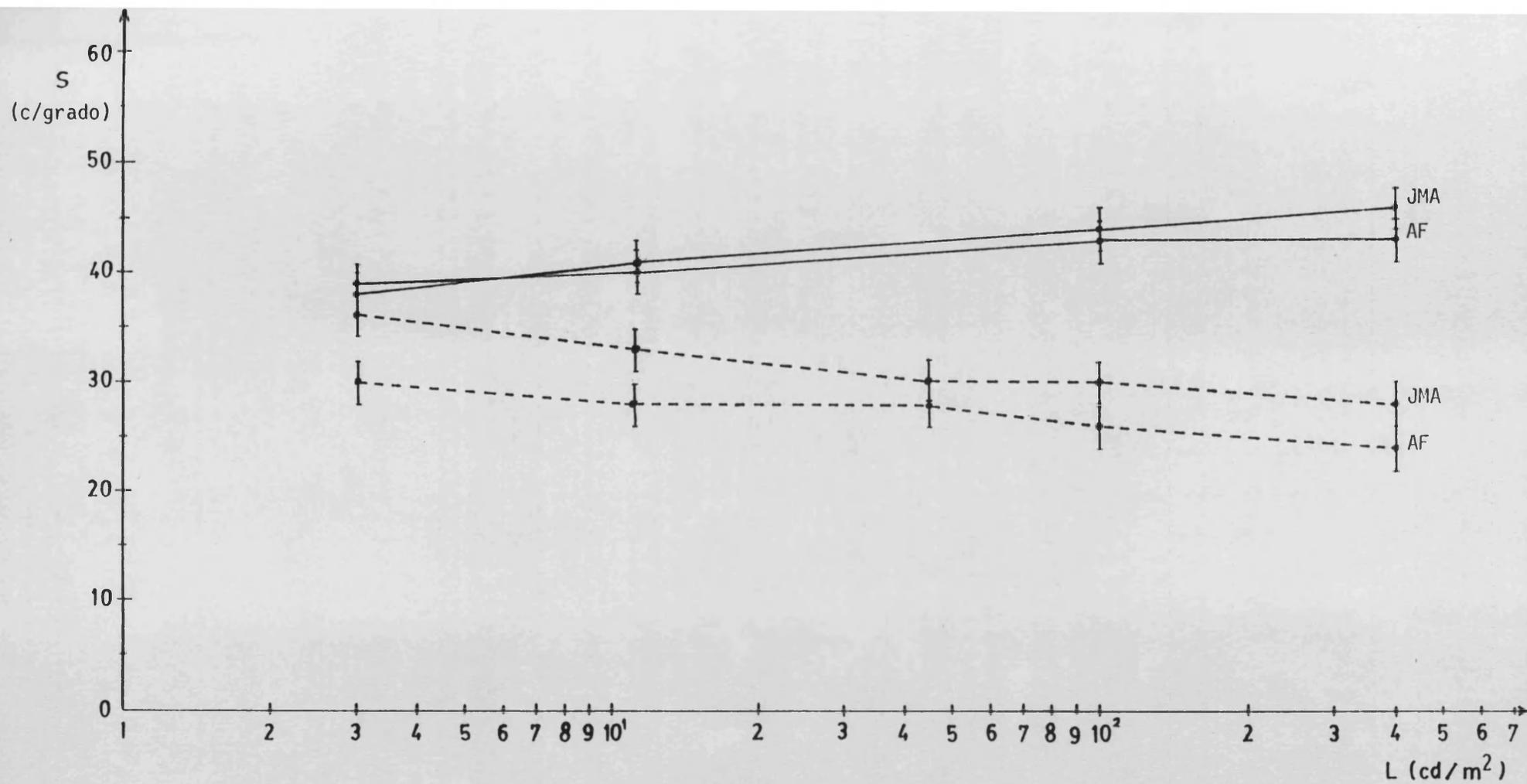


Fig - 10

Valores experimentales de la agudeza visual (c/grado) en función de la luminancia  $L$ , con iluminación incoherente (—) y coherente (- - -). Cada gráfica corresponde a un observador. Escala logarítmica en abcisas.

### TERCERA EXPERIENCIA

*Medida de la agudeza visual con iluminación coherente. Influencia de la longitud de onda.*

Como el tamaño del moteado, además de variar con el diámetro pupilar, varía con  $\lambda$  (ecuación (40) del capítulo IV) pensamos que sería interesante comprobar, si con iluminación coherente la agudeza visual varía con la longitud de onda de la radiación utilizada; lo que pondría de manifiesto la influencia del moteado.

El interés que pueda tener esto estriba en que, como se ha visto en el capítulo 6 y se volverá a hablar de ello en la discusión de los resultados, la longitud de onda no tiene prácticamente influencia en la agudeza visual con luz incoherente. Sin embargo de lo dicho anteriormente, parece lógico pensar que en iluminación coherente sí que puede variar con  $\lambda$  la agudeza visual.

No obstante era imprescindible comprobarlo experimentalmente, ya que la variación del tamaño del moteado con  $\lambda$  es, en general, muy pequeña por lo que podría pasar desapercibida para el ojo.

El objetivo de esta experiencia era pues estudiar esta cuestión que podría dar lugar a otra diferencia entre la visión con luz coherente e incoherente.

Los parámetros que mantendremos fijos serán la pupila de 3 mm de diámetro, la luminancia que será de  $100 \text{ cd/m}^2$ , por tanto tendremos 707 trolands, y todos los demás parámetros que han permanecido fijos a lo largo de las tres experiencias.

La variable será ahora la longitud de onda de la radiación coherente utilizada. Se pensó elegir, en principio, tres de modo que una de ellas correspondiese a la parte central del espectro visible y las otras estuviesen situadas en los extremos del mismo, de manera que cubrían todo el espectro, y además estaban muy separadas para poder apreciar bien una posible diferencia.

Para la luz roja utilizamos como en los casos anteriores el laser de He-Ne de  $\lambda=632,8 \text{ nm}$  e  $\Delta\lambda=4,3 \cdot 10^{-3} \text{ nm}$ . Para el verde y el azul el laser de Argon que nos proporcionaba un verde de  $\lambda=514,5 \text{ nm}$  e  $\Delta\lambda=5,3 \cdot 10^{-3} \text{ nm}$  y un azul de  $\lambda=457,9 \text{ nm}$  e  $\Delta\lambda=4,2 \cdot 10^{-3} \text{ nm}$ .

Las medidas y resultados de esta experiencia pueden verse en la figura 11, en la tabla 7 y en la figura 12.

TABLA VII

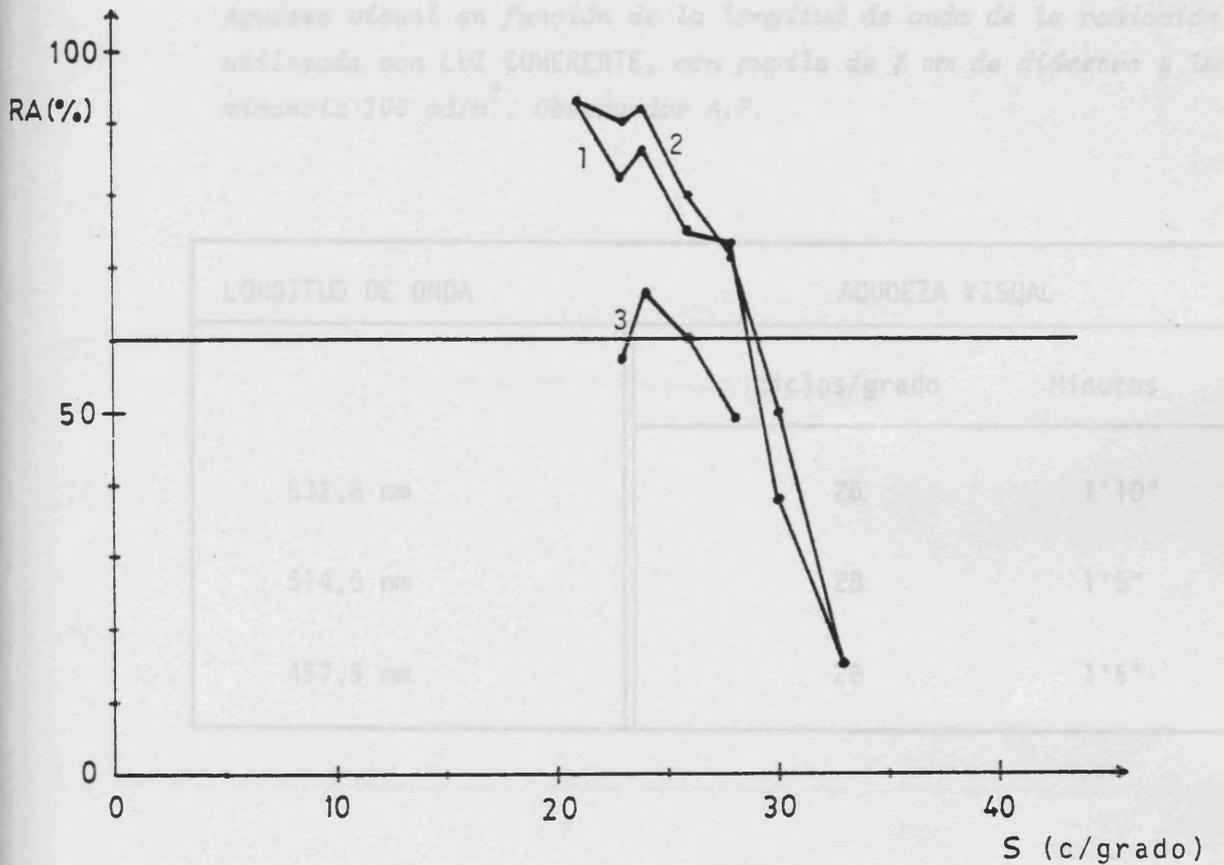


Fig - 11

Respuestas acertadas (RA) en % para cada una de las frecuencias espaciales  $s$ (c/grado) de la red presentadas al observador para distintas longitudes de onda, con iluminación coherente, luminancia  $L=100 \text{ cd/m}^2$  y pupila de 3 mm de diámetro. Los puntos de la gráfica 1 corresponden a una  $\lambda=457,9 \text{ nm}$  los de la 2 a una  $\lambda=514,5 \text{ nm}$  y los de la 3 a una  $\lambda=632,8 \text{ nm}$ .

Tomamos como agudeza visual en cada caso aquel valor que más se aproxime por exceso al 60% de respuestas acertadas. Observador A.F.

TABLA VII

*Agudeza visual en función de la longitud de onda de la radiación utilizada con LUZ COHERENTE, con pupila de 3 mm de diámetro y luminancia 100 cd/m<sup>2</sup>. Observador A.F.*

LONGITUD DE ONDA	AGUDEZA VISUAL	
	ciclos/grado	Minutos
632,8 nm	26	1'10"
514,5 nm	28	1'5"
457,9 nm	28	1'5"

## DISCUSION Y CONCLUSIONES

En los resultados que acabamos de ver hemos distinguido entre luz coherente y parcialmente coherente. Ya se ha dicho que como luz coherente hemos utilizado un laser, y el mismo laser pero con un difusor en movimiento para el otro caso que, en principio, le hemos llamado luz parcialmente coherente para significar que se trataba de la misma fuente, a la que habíamos reducido la coherencia espacial. Ahora bien, aunque el término *parcialmente coherente* es muy general y aplicable prácticamente a todos los casos (capítulo II) queremos hacer notar que en este caso sería más claro hablar de luz incoherente cuasimonocromática, dado que el grado de coherencia de esta luz resulta inapreciable (capítulo V).

Seguramente el lector ya había notado este hecho, pero nos ha parecido conveniente resaltarlo ahora, porque al discutir los resultados se hace más patente el comportamiento incoherente de esta luz, y en adelante la llamaremos pues luz incoherente.

En la introducción de este trabajo, decíamos que nuestro objetivo era estudiar el poder separador del ojo, con miras de Foucault de contraste máximo, y que en este estudio lo más importante a tener en cuenta, para establecer diferencias entre iluminación coherente e incoherente es 1) la frecuencia de corte del sistema y 2) el moteado.

Según las expresiones (34) del capítulo II y (36) del capítulo IV, una vez fijada la longitud de onda que se utiliza para la experiencia y siendo también fija la distancia imagen del ojo, tanto la frecuencia de corte como el tamaño del moteado dependen exclusivamente del tamaño de la pupila. Desde el punto de vista óptico, considerando sólo el problema de formación de imágenes y no el fotorreceptor, la pupila sería el parámetro más importante, pues de ella también depende el efecto de las aberraciones en el sistema. Sin embargo si se considera también el fotorreceptor, la iluminación también es muy importante.

## PRIMERA EXPERIENCIA

Vamos a estudiar en primer lugar la influencia de la pupila discutiendo los resultados de la primera experiencia. Antes (no obstante), necesitamos calcular algunos datos que nos van a ser de utilidad para esta discusión, como son:

- 1) los valores de la frecuencia de corte teórica correspondientes a cada tamaño de la pupila.
- 2) el tamaño del moteado para cada una de las pupilas utilizadas.
- 3) el tamaño de la imagen retineana de la anchura de una raya de la mira de Foucault que corresponde al valor de la agudeza visual determinada experimentalmente.

1) Para calcular la frecuencia de corte teórica con iluminación coherente, utilizaremos la expresión (34) del capítulo II:

$$f'_c = \frac{l}{P'} = \frac{l}{2\lambda d_i} \quad (1)$$

aplicando directamente esta fórmula tendríamos las frecuencias de corte referidas al plano imagen, si queremos referirlas al plano objeto por ser más práctico en nuestro caso, aplicamos sencillamente la relación:

$$\frac{1}{P'} = \frac{1}{P} \frac{d_o}{d_i} \quad (2)$$

donde  $P'$  y  $P$  son los periodos correspondientes a la frecuencia de corte en el plano imagen y objeto respectivamente y  $d_o$  y  $d_i$  las distancias objeto e imagen. Igualando (1) y (2) resulta:

$$f_c = \frac{l}{P} = \frac{l}{2\lambda d_o} \quad (3)$$

Teniendo en cuenta que en esta experiencia  $\lambda=632,8 \text{ nm}$ ,  $d_o=10^3 \text{ mm}$  y los diámetros pupilares utilizados ( $l$ ) eran de  $1 \text{ mm}$ ,  $2 \text{ mm}$ ,  $3 \text{ mm}$  y  $4,25 \text{ mm}$ ; se obtiene de la expresión (3) los valores de la frecuencia de corte coherente en c/mm; para pasar a c/grad hay que multiplicarlo por  $17,4 \text{ mm}$  que es el diámetro del test de 1º a un metro de distancia. Estas pueden verse en la Tabla I. En la misma tabla aparecen los valores de la frecuencia de corte incoherente que como sabemos son el doble de las anteriores.

2) En el capítulo IV, vimos que para el ojo la expresión que nos proporcionaba el tamaño del moteado en la imagen era:

$$\tau = 20,35 \frac{\lambda}{l} \quad (4)$$

que para  $\lambda=632,8 \text{ nm}$  y sustituyendo por los distintos diámetros pupilares nos proporciona los valores de la tabla II.

3) El cálculo de la imagen retineana, se desarrolló al final del capítulo II llegando a la ecuación:

$$y_r = 16,68 \cdot 10^{-3} y_o \quad (5)$$

que nos da la anchura de una raya de la red en la retina, conocida la anchura de una raya de la red objeto colocada a 1 m del observador. Las anchuras  $y_o$  de las distintas miras empleadas como test, vienen dadas en las tablas I, II y II bis de la parte experimental. Para cada agudeza visual determinada experimentalmente, sustituiremos en (5) su  $y_o$  correspondiente en mm y obtendremos el tamaño de la imagen retineana. La Tabla III expresa, para cada pupila, los valores de la agudeza visual y el tamaño de la imagen retineana correspondiente.

Todos los datos de las tablas anteriores, los hemos reunido en la Tabla IV para una mejor descripción.

#### INCOHERENTE

Recordemos que la función transfer de modulación es una ley de filtraje que, para las frecuencias inferiores a la frecuencia de corte, se traduce en una disminución de contraste en la imagen que depende de la difracción y de las aberraciones y defectos del ojo. Teniendo en cuenta además los umbrales de modulación retineanos, sabremos si la imagen instrumental es percibida por el ojo. Es decir, el poder separador del ojo (o de cualquier instrumento asociado al mismo) vendrá dado por la frecuencia para la cual el contraste de la imagen es justamente igual al umbral de contraste retineano. Esta frecuencia es la que también llamaremos frecuencia de corte efectiva.

Si observamos las curvas de la función transfer incoherente en función de los tamaños de la pupila (figura 6, capítulo II) vemos que la frecuencia de corte efectiva (poder separador) va disminuyendo en valor relativo a medida que la pupila aumenta, y que cuanto menor es la pupila el

TABLA I

Frecuencias de corte teóricas con iluminación coherente e incoherente, para las distintas pupilas utilizadas.  $\lambda=632,8$  nm y  $d_o=1$  m. (Estas frecuencias están referidas al espacio objeto y no a la retina).

PUPILA	1 mm	2 mm	3 mm	4,25 mm
$f_c$ coherente	14* c/grad	27 c/grad	41 c/grad	58 c/grad
$f_c$ incoherente	27* c/grad	54 c/grad	82 c/grad	116 c/grad

(\*) Estos valores están redondeados ya que el 14 por ejemplo es exactamente 13,7. Por esta razón la  $f_c$  en incoherente no es rigurosamente el doble que en coherente.

TABLA II

Tamaño de una mota en la retina  $\tau$  ( $\mu$ ) para cada una de las pupilas utilizadas cuando se ilumina con luz coherente.  $\lambda=632,8$  nm.

PUPILA	1 mm	2 mm	3 mm	4,25 mm
$\tau$	12,9 $\mu$	6,4 $\mu$	4,3 $\mu$	3,0 $\mu$

TABLA III

Tamaño de la imagen retineana  $y_r$  ( $\mu$ ) correspondiente a la anchura de una raya de la mira de Foucault que dé el valor de la agudeza visual experimental  $s$ . Iluminación coherente de 707 trolands,  $\lambda=632,8$  nm. Media dos observadores.

PUPILA	1 mm	2 mm	3 mm	4,25 mm
$s$	14 c/grad	20 c/grad	28 c/grad	30 c/grad
$y_r$	10,5 $\mu$	7,3 $\mu$	5,3 $\mu$	4,9 $\mu$

TABLA IV

Esta tabla reúne los datos de las tablas anteriores para su mejor discusión, separando los casos de iluminación coherente e incoherente. Los datos experimentales son media de dos observadores.  $f_c$ , frecuencia de corte;  $s$ , agudeza visual experimental;  $y_r$ , tamaño en la retina (anchura) de una raya correspondiente a la mira de Foucault que da el valor de la agudeza visual experimental;  $\tau$ , tamaño de una mota en la retina. Iluminación de 707 trolands y  $\lambda=632,8$  nm.

ILUMINACION COHERENTE				
PUPILA (mm)	1	2	3	4,25
$s$ (c/grad)	14	20	28	30
$f_c$ coherente (c/grad)	14	27	41	58
$s/f_c$ coher.	1	0,74	0,68	0,52
$y_r$ ( $\mu$ )	10,5	7,3	5,3	4,9
$\tau$ ( $\mu$ )	12,9	6,4	4,3	3,0
ILUMINACION INCOHERENTE				
PUPILA (mm)	1	2	3	4,25
$s$ (c/grad)	28	42	43	44
$f_c$ incoher. (c/grad)	27	54	82	116
$s/f_c$ incoher.	1	0,77	0,52	0,37

el ojo se comporta cada vez más como instrumento perfecto.

Nuestros resultados concuerdan con esto, pues vemos en la tabla IV que con pupila de 1 mm el poder separador coincide con la frecuencia de corte, lo que significa que el ojo se comporta como un instrumento limitado por la difracción. Cuando la pupila aumenta vemos que la relación poder separador - frecuencia de corte es cada vez menor, el comportamiento del ojo dista cada vez más del de un instrumento perfecto.

sin embargo, a efectos prácticos, el poder separador en valor absoluto es mejor con pupilas grandes ya que se llegan a distinguir frecuencias más elevadas.

Observemos también que mientras el poder separador varía mucho al pasar de 1 a 2 mm de pupila, a partir de 2 mm es prácticamente independiente del tamaño de la misma.

Como se ve en la figura 1 curva 2 nuestros resultados coinciden con los existentes hasta ahora en la bibliografía. En esta gráfica hemos representado a título de ejemplo los de Leibowitz (1952), cuya curva (1) aparece desplazada hacia arriba debido a que en este caso se trabajó con un nivel de luminancias superior y por supuesto con distintos observadores. Pero donde se vuelve a observar que para pupilas de 1 mm la agudeza visual coincide con la frecuencia de corte, por lo que es la misma que la nuestra independientemente de que hayan cambiado las condiciones experimentales.

Otra conclusión derivada de los resultados con luz incoherente es la dedicación del uso del troland como unidad de medida en trabajos de visión. Es muy frecuente en Optica Fisiológica dar el producto  $L \times S$  en trolands (donde  $L$  es la luminancia y  $S$  la superficie de la pupila) en lugar de especificar la luminancia y el tamaño de la pupila. Ahora bien esto, será válido siempre que se utilice el ojo con pupila natural; pero si se trabaja con pupila artificial pequeña (inferior a 2 mm) su comportamiento es muy distinto en función del tamaño de la pupila, aún teniendo los mismos trolands, por tanto será necesario especificar la pupila y la luminancia.

Antes de pasar a iluminación coherente queremos advertir que por haber trabajado con una red rectangular de modulación máxima (test binario 0-1) el espectro de amplitudes e intensidades es el mismo. Por este motivo en esta discusión no nos ha preocupado excesivamente una diferenciación entre la función transfer aplicada a un espectro de amplitudes (coherente) y la función transfer aplicada a un espectro de intensidades (incoherente).

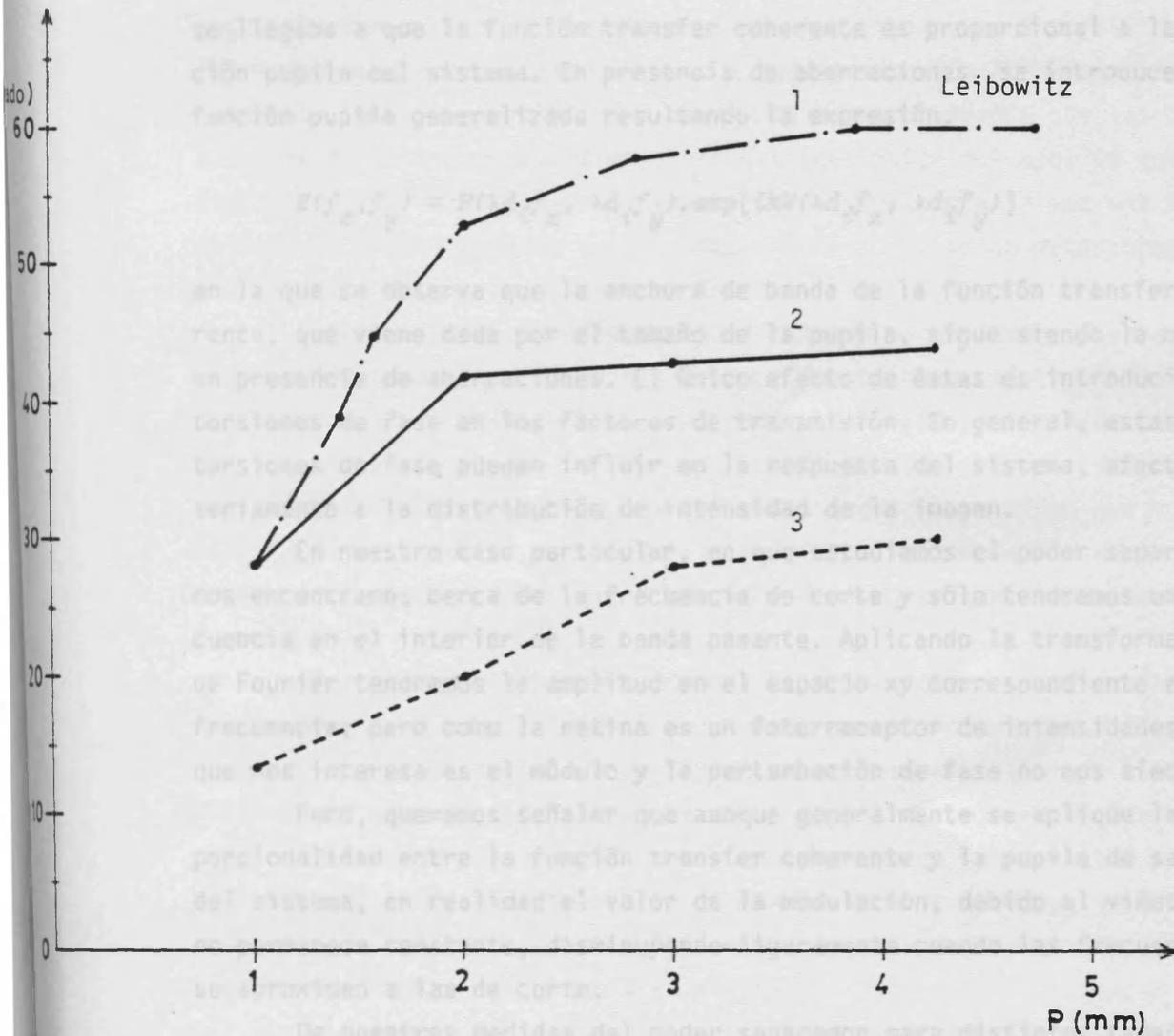


Fig - 1

Variación de la agudeza visual con el diámetro pupilar. Con luz incoherente y 707 trolands (—); con luz coherente y 707 trolands (- - - -). Media de dos observadores. La gráfica superior (— . — . —) es la hallada por Leibowitz (1952) con luz incoherente y aproximadamente 1.000 trolands.

## COHERENTE

Con iluminación coherente, la función transfer del ojo no ha sido estudiada experimentalmente. Recordemos que por razonamientos teóricos se llegaba a que la función transfer coherente es proporcional a la función pupila del sistema. En presencia de aberraciones, se introduce la función pupila generalizada resultando la expresión,

$$H(f_x, f_y) = P(\lambda d_x f_x, \lambda d_y f_y) \cdot \exp[ikW(\lambda d_x f_x, \lambda d_y f_y)] \quad (6)$$

en la que se observa que la anchura de banda de la función transfer coherente, que viene dada por el tamaño de la pupila, sigue siendo la misma en presencia de aberraciones. El único efecto de éstas es introducir distorsiones de fase en los factores de transmisión. En general, estas distorsiones de fase pueden influir en la respuesta del sistema, afectando seriamente a la distribución de intensidad de la imagen.

En nuestro caso particular, en que estudiamos el poder separador, nos encontramos cerca de la frecuencia de corte y sólo tendremos una frecuencia en el interior de la banda pasante. Aplicando la transformación de Fourier tendremos la amplitud en el espacio xy correspondiente a esa frecuencia; pero como la retina es un fotorreceptor de intensidades, lo que nos interesa es el módulo y la perturbación de fase no nos afecta.

Pero, queremos señalar que aunque generalmente se aplique la proporcionalidad entre la función transfer coherente y la pupila de salida del sistema, en realidad el valor de la modulación, debido al viñeteado, no permanece constante, disminuyendo ligeramente cuando las frecuencias se aproximan a las de corte.

De nuestras medidas del poder separador para distintos tamaños de pupila podemos decir que, con pupila de 1 mm el poder separador del ojo coincide con la frecuencia de corte de un instrumento limitado por la difracción. Luego, como en el caso incoherente, encontramos que para pupilas menores de 1 mm el comportamiento del sistema es perfecto.

A partir de 1 mm la relación entre el poder separador y la frecuencia de corte es cada vez peor, no obstante este empeoramiento es más lento que con luz incoherente. Es decir, para pupilas grandes ( a partir de 3 mm el comportamiento del sistema a medida que aumenta la pupila es

cada vez más distante del de un sistema perfecto, pero este deterioro es más rápido en sistemas iluminados con luz incoherente.

En valores absolutos, el poder separador va aumentando con el tamaño de la pupila, sin embargo a partir de 3 mm las variaciones ya son poco importantes con luz incoherente ocurría esto mismo a partir de 2 mm. Podríamos pues decir, tanto en el caso de iluminación coherente como incoherente, que las pupilas de 3 mm y 2 mm respectivamente son las que proporcionarán un mejor rendimiento del sistema óptico del ojo, ya que alcanzan un alto valor del poder separador manteniendo a la vez una buena calidad de imagen, puesto que su comportamiento no se ha deteriorado mucho respecto del de un sistema perfecto.

Para analizar la influencia del moteado en el poder separador con iluminación coherente, en la Fig-2 hemos representado el tamaño de la imagen retineana  $y_r$  correspondiente al poder separador y el tamaño del moteado,  $\tau$ , para cada una de las pupilas. Tanto en esta gráfica como en la Tabla IV se ve que siempre  $y_r$  es del mismo orden de magnitud que  $\tau$ . También se observa que el tamaño del moteado varía enormemente con la pupila cuando esta se hace menor que 1 mm, pero de 1 mm en adelante aumenta lentamente.

Al coincidir el poder separador experimental con la frecuencia de corte teórica en la pupila de 1 mm, indica que el moteado no influye en el poder separador del ojo a partir de un determinado valor de  $\tau$ . Para tamaños del moteado inferiores cuando la pupila del ojo es de 2 mm o mayor, el moteado sí que perjudica a la frecuencia de corte de tal modo que el poder separador experimental corresponde siempre a una  $y_r$  superior a dicho tamaño del moteado. Esta influencia en el poder separador aumenta ligeramente cuanto más pequeño es el grano.

En resumen, de la discusión de estos resultados llegamos a las siguientes conclusiones:

1º) Se comprueba una vez más que con iluminación incoherente el poder separador del ojo coincide con la frecuencia de corte para pupilas menores de 1 mm de diámetro. A partir de 1 mm comienzan a intervenir las aberraciones con el consiguiente deterioro del poder separador. Por encima de 2 mm la agudeza visual es prácticamente independiente del diámetro pupilar.

2º) En el caso de utilizar el troland como unidad de medida de la

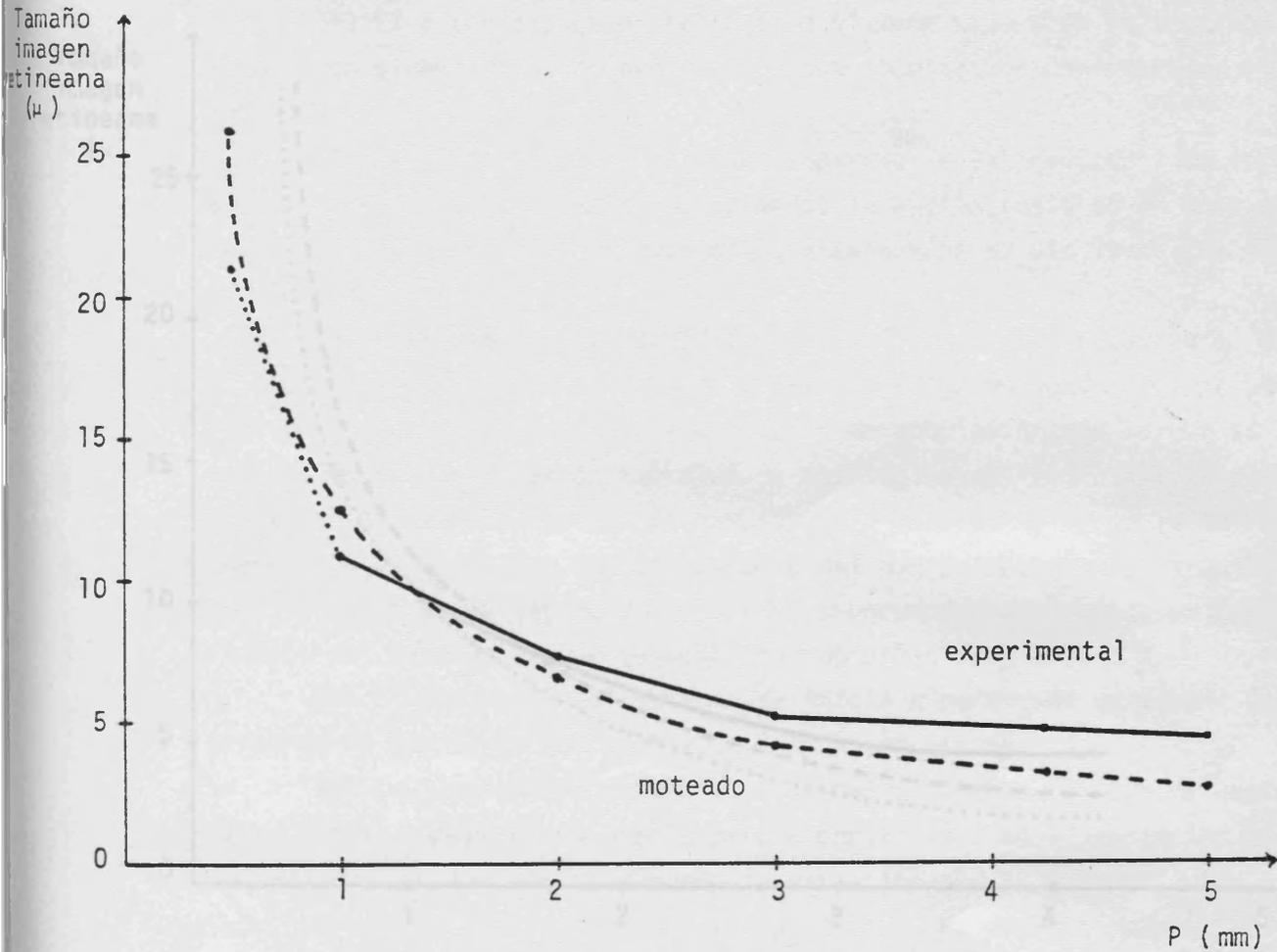


Fig.- 2a

Tamaño de la imagen retineana en función del diámetro pupilar  $P$  (mm): para el moteado (---); para la anchura de una raya de la mira de Foucault correspondiente a la agudeza visual experimental hallada para cada pupila (—). Media de 2 observadores. Iluminación retineana cte de 707 trolands.  $\lambda = 632,8$  nm. Los valores experimentales de la agudeza visual llegan hasta 1mm. Hemos representado (.....), el tamaño que tendría la anchura de una raya correspondiente a la agudeza visual con una pupila de 0,5 mm que coincidiría entonces con la frecuencia de corte.

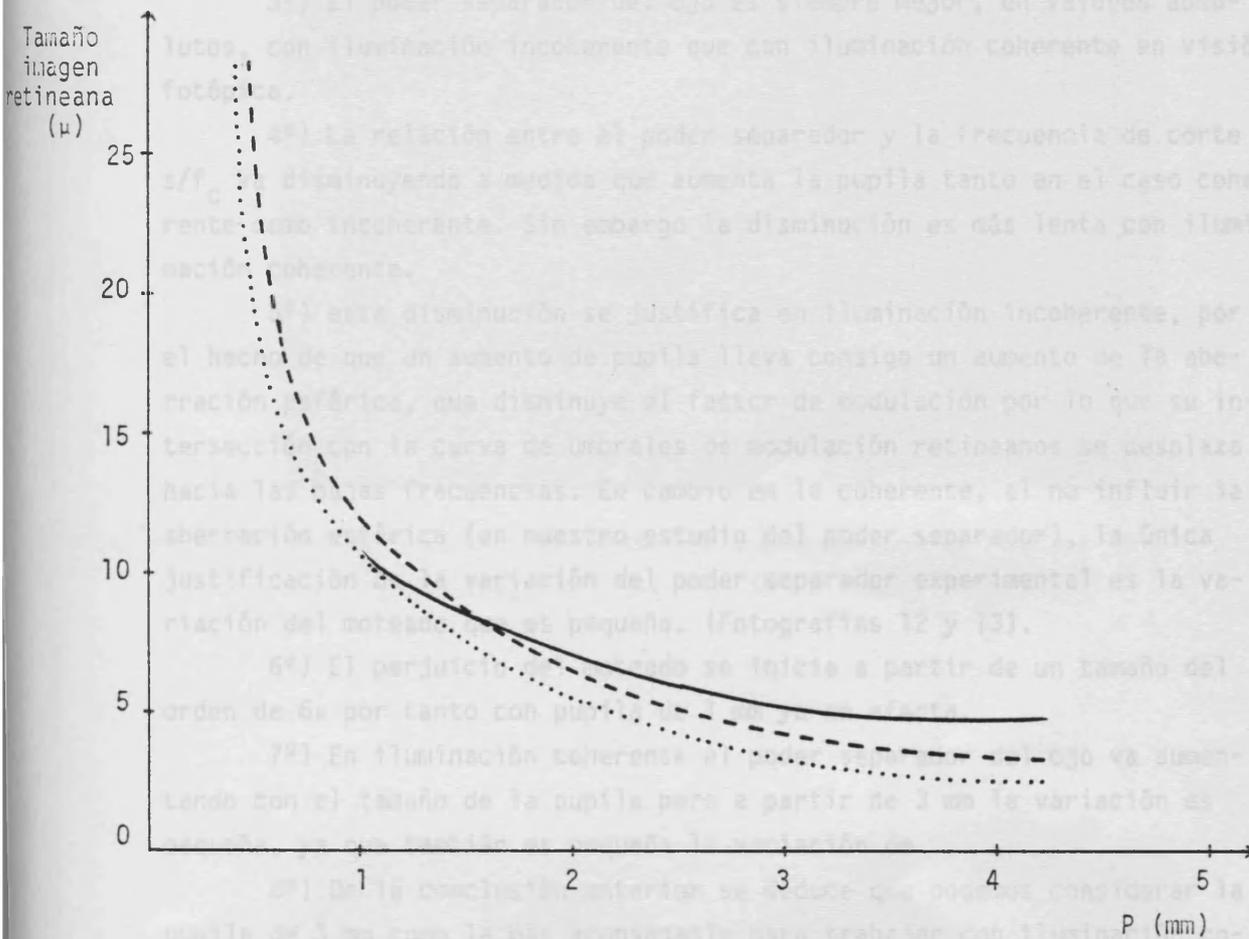


Fig.- 2b

Esta gráfica representa lo mismo que la anterior. Pero además se ha añadido una nueva curva (.....) que corresponde al tamaño de la imagen retineana de una raya correspondiente a la frecuencia de corte del sistema para cada pupila (sería la curva del sistema si estuviera únicamente limitado por la difracción).

iluminación retineana, es imprescindible especificar el tamaño de la pupila cuando ésta sea menor de 2 mm.

3º) El poder separador del ojo es siempre mejor, en valores absolutos, con iluminación incoherente que con iluminación coherente en visión fotópica.

4º) La relación entre el poder separador y la frecuencia de corte  $s/f_c$  va disminuyendo a medida que aumenta la pupila tanto en el caso coherente como incoherente. Sin embargo la disminución es más lenta con iluminación coherente.

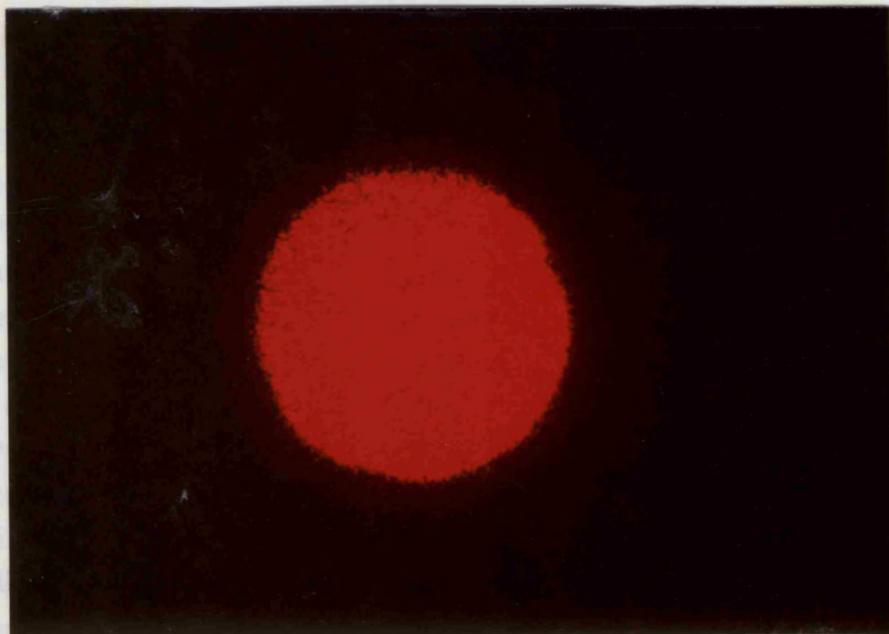
5º) esta disminución se justifica en iluminación incoherente, por el hecho de que un aumento de pupila lleva consigo un aumento de la aberración esférica, que disminuye el factor de modulación por lo que su intersección con la curva de umbrales de modulación retineanos se desplaza hacia las bajas frecuencias. En cambio en la coherente, al no influir la aberración esférica (en nuestro estudio del poder separador), la única justificación de la variación del poder separador experimental es la variación del moteado que es pequeña. (Fotografías 12 y 13).

6º) El perjuicio del moteado se inicia a partir de un tamaño del orden de  $6\mu$  por tanto con pupila de 1 mm ya no afecta.

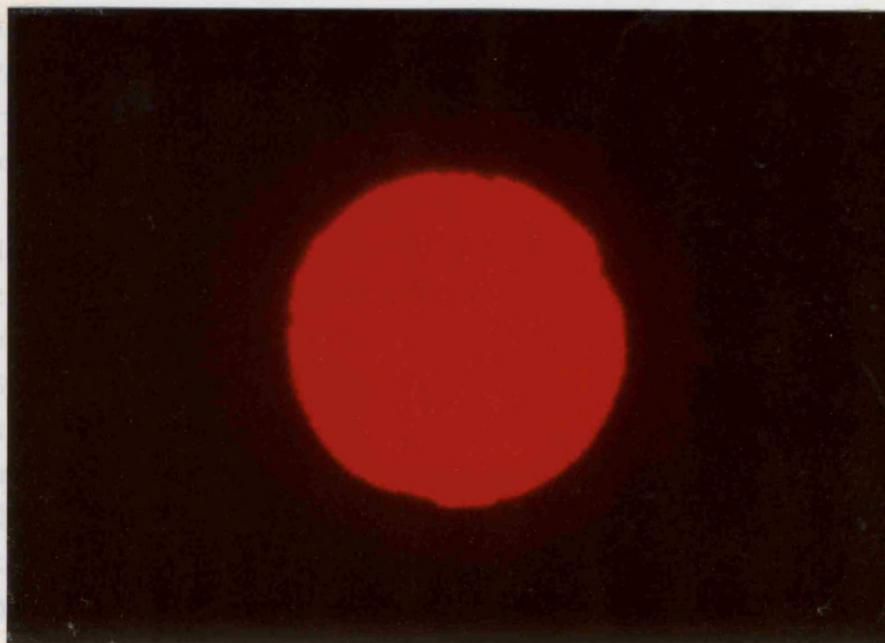
7º) En iluminación coherente el poder separador del ojo va aumentando con el tamaño de la pupila pero a partir de 3 mm la variación es pequeña, ya que también es pequeña la variación de .

8º) De la conclusión anterior se deduce que podemos considerar la pupila de 3 mm como la más aconsejable para trabajar con iluminación coherente, pues posee un alto valor del poder separador sin que se haya deteriorado mucho la respuesta del sistema ( la relación  $s/f_c = 0,68$ ).

9º) Análogamente de la conclusión 1ª) se puede deducir que la pupila de 2 mm será la más aconsejable para trabajar con iluminación incoherente, ya que con ella el poder separador del ojo es tan alto como con pupilas mayores pero  $s/f_c = 0,77$ .



Fotografía 12.- *Mira de Foucault iluminada por luz coherente de  $\lambda=632,8$  nm y fotografiada utilizando una pupila de 1 mm.*



Fotografía 13.- *La única diferencia entre esta fotografía y la anterior, es que se ha reducido el moteado mediante el giro de un difusor.*

## SEGUNDA EXPERIENCIA

De nuevo vamos a comparar el poder separador del ojo con iluminación coherente e incoherente, esta vez en función de la luminancia.

Para analizar los resultados de la segunda experiencia, hemos confeccionado la Tabla V y la Fig-3 haciendo la media de los resultados de los dos observadores, e incluyendo en la representación gráfica los resultados obtenidos por Shlaer (1937) con iluminación incoherente y pupila natural, como un ejemplo de datos existentes en la bibliografía, que nos permiten asegurarnos de que el método experimental que hemos seguido es bueno puesto que con iluminación incoherente nuestros resultados están de acuerdo con lo establecido por otros autores.

Ahora bien, ciñendonos al estudio de los resultados de esta experiencia podemos ver, como ya hemos dicho, que con iluminación incoherente nuestras medidas se ajustan en cuanto a forma de la variación se refiere, a las de otros autores. La justificación teórica de esta variación ha sido una de las más difíciles de explicar como se ha puesto de manifiesto en el capítulo VI. Pensamos que una de las teorías que mejor interpreta esta variación con la luminancia es la de la Escuela de Madrid que como dijimos se basa en suponer un grano más fino en la retina a medida que la luminancia aumenta, por saturación de las conexiones que agrupaban a las células ganglionares. Esta explicación se ajusta, por lo menos cualitativamente, a los resultados experimentales.

Para estudiar la variación de la agudeza visual con la luminancia, nos limitaremos exclusivamente a la retina. Esto es lógico, siempre y cuando se mantenga fija la pupila, ya que entonces la imagen formada en la retina es siempre la misma diferenciándose únicamente en una mayor o menor intensidad. Luego cualquier variación que se observé habrá que buscar la explicación en el diferente comportamiento que los mecanismos retineanos tienen para los diferentes niveles de luminancia.

Si ahora pasamos a iluminación coherente, hemos de pensar que dos factores más se unen al problema. 1) el moteado 2) el posible diferente comportamiento de los fotorreceptores con luz coherente (fotoquímica).

Como la pupila la mantenemos fija (3 mm), el tamaño del moteado será constante y por consiguiente afectará siempre igual por lo que no lo tendremos en cuenta. En este caso nos fijaremos en cambio en la diferente

TABLA V

Agudeza visual  $s$  (c/grad) y tamaño de la imagen retineana correspondiente  $y_r$ , para distintas luminancias, con iluminación coherente e incoherente de  $\lambda=632,8$  nm. Media de dos observadores. Diámetro pupilar de 3 mm. La frecuencia de corte teórica coherente es 41 c/grad y la incoherente 82 c/grad. Tamaño del moteado  $\tau=4,3 \mu$ .

ILUMINACION COHERENTE					
Luminancia (cd/m <sup>2</sup> )	3	11,1	44,5	100	400
$s$ (c/grad)	33	30	29	28	26
$y_r$ ( $\mu$ )	4,4	4,9	5,2	5,3	5,7
ILUMINACION INCOHERENTE					
Luminancia (cd/m <sup>2</sup> )	3	11,1	44,5	100	400
$s$ (c/grad)	39	40	--	43	44

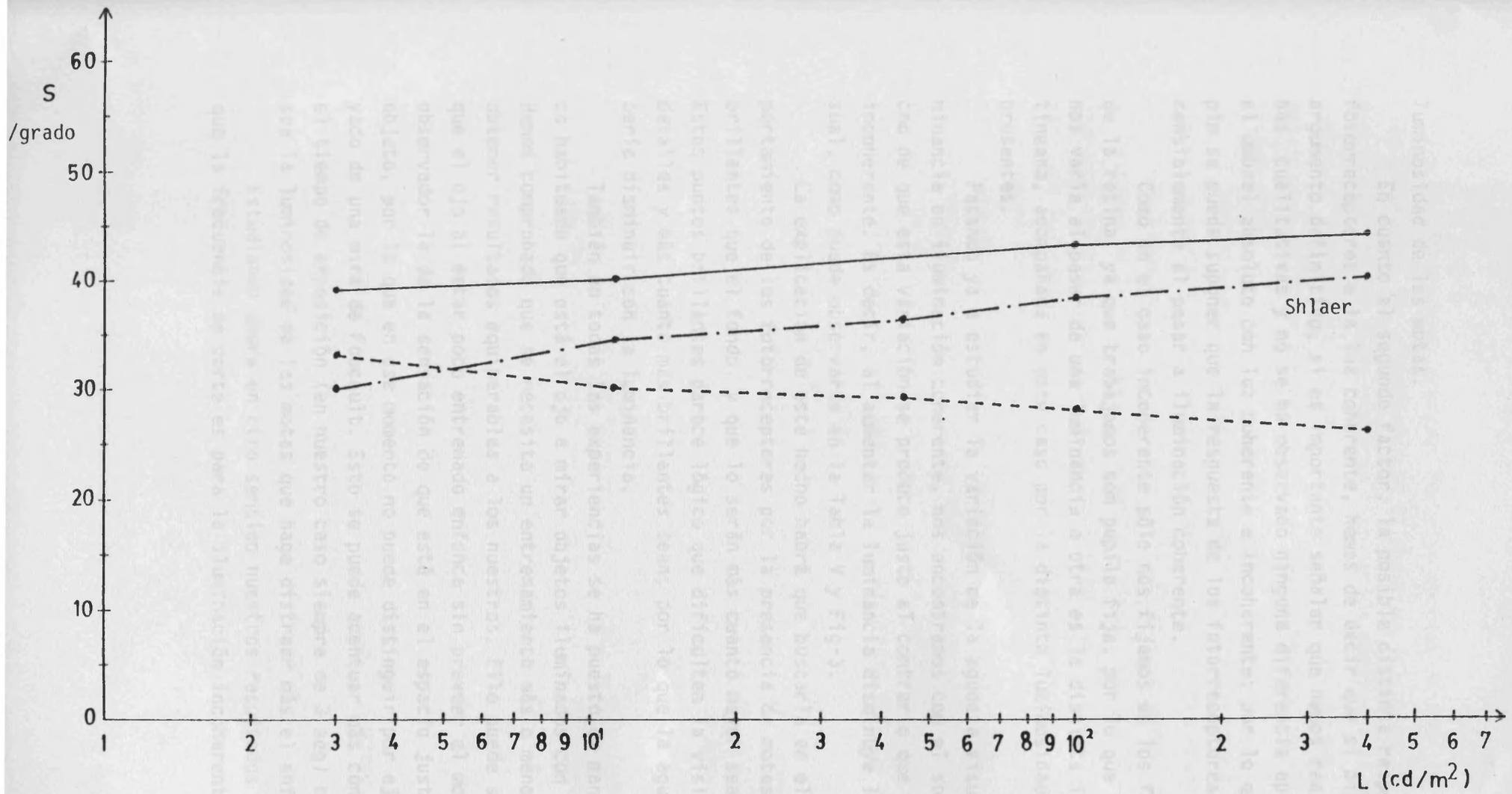


Fig - 3

Variación de la agudeza visual con la luminancia. Con luz incoherente (—); con luz coherente (- - - -). Pupila de 3 mm. Media de dos observadores. La gráfica intermedia (— . — . —) es la hallada por Shlaer (1937) con luz incoherente y pupila natural.

luminosidad de las motas.

En cuanto al segundo factor, la posible distinta respuesta de los fotorreceptores a la luz coherente, hemos de decir que si bien no es un argumento definitivo, si es importante señalar que hemos realizado pruebas cualitativas y no se ha observado ninguna diferencia apreciable en el umbral absoluto con luz coherente e incoherente; por lo que en principio se puede suponer que la respuesta de los fotorreceptores no cambia sensiblemente al pasar a iluminación coherente.

Como en el caso incoherente sólo nos fijamos en los fotorreceptores de la retina, ya que trabajamos con pupila fija, por lo que lo único que nos varía al pasar de una luminancia a otra es la distinta iluminación retineana, acompañada en este caso por la distinta luminosidad de las motas presentes.

Pasando ya a estudiar la variación de la agudeza visual con la luminancia en iluminación coherente, nos encontramos con el sorprendente hecho de que esta variación se produce justo al contrario que en iluminación incoherente. Es decir, al aumentar la luminancia disminuye la agudeza visual, como puede observarse en la Tabla V y Fig-3.

La explicación de este hecho habrá que buscarla en el diferente comportamiento de los fotorreceptores por la presencia de motas mucho más brillantes que el fondo, y que lo serán más cuanto mayor sea la luminancia. Estos puntos brillantes parece lógico que dificulten la visión de pequeños detalles y más cuanto más brillantes sean; por lo que la agudeza visual debería disminuir con la luminancia.

También en todas las experiencias se ha puesto de manifiesto lo poco habituado que está el ojo a mirar objetos iluminados con luz coherente. Hemos comprobado que se necesita un entrenamiento más o menos largo para obtener resultados equiparables a los nuestros. Ello puede ser debido a que el ojo al estar poco entrenado enfoca sin preveer al moteado, que al observador le da la sensación de que está en el espacio justo delante del objeto, por lo que en ese momento no puede distinguir por ejemplo, el rayado de una mira de Foucault. Esto se puede acentuar más contra menor sea el tiempo de exposición (en nuestro caso siempre de 3 seg) o contra mayor sea la luminosidad de las motas que haga distraer más el enfoque del ojo.

Estudiando ahora en otro sentido nuestros resultados recordemos que la frecuencia de corte es para la iluminación incoherente 82 c/grado

y para la coherente 41 c/grado. Por ello podemos afirmar que con iluminación coherente, aún situándonos en el mejor de los casos no podremos conseguir los 43 ó 44 c/grado que en iluminación coherente se obtienen con  $100 \text{ cd/m}^2$  en adelante. Lo que sí puede suceder, es que para una luminancia determinada el poder separador del ojo sea mejor con luz coherente que con incoherente.

Sabemos que en iluminación incoherente a partir de  $1 \text{ cd/m}^2$  hacia abajo, la agudeza visual decae rápidamente. Por contra deducimos de nuestros resultados que a medida que el moteado se hace menos apreciable por el descenso de la luminancia, la agudeza visual aumenta. Si nos fijamos ahora en valores concretos de nuestros resultados (Tabla V), vemos que para una luminancia de  $3 \text{ cd/m}^2$  la agudeza en coherente es de 33 c/grado y en incoherente de 39 c/grado. Estos 39 c/grado van a decaer inmediatamente nada más se disminuya la luminancia, mientras que los 33 c/grado de la coherente podrán subir todavía algo, hasta un máximo lógicamente de 41 c/grado. De esto se deduce que habrá alguna luminancia (correspondiente a visión escotópica) para la cual el poder separador del ojo sea mejor con coherente que con incoherente.

Esto puede verse en la Fig-3, en la que se observa que para  $3 \text{ cd/m}^2$  la curva de Shlaer y la nuestra correspondiente a luz coherente se han cruzado. Si bien es obvio que una comparación directa es imposible, ya que no están hechas con los mismos observadores ni con los mismos medios experimentales, sí es importante resaltar, que para esa luminancia de  $3 \text{ cd/m}^2$ , los observadores de Shlaer con luz incoherente, tenían una agudeza visual peor en casi 6 c/grado que nosotros con luz coherente.

También parece lógico pensar, que cuando la luminancia sea lo suficientemente baja como para que no sea posible distinguir el moteado, el comportamiento de las dos curvas (coherente e incoherente) sea el mismo y la agudeza visual descienda con la luminancia en ambos casos.

De todo lo anterior podemos deducir en definitiva las siguientes conclusiones:

1º) La variación de la agudeza visual con la luminancia sigue una ley diferente en coherente que en incoherente.

2º) Mientras que con luz incoherente al aumentar la luminancia la agudeza visual hace lo propio, en coherente ocurre lo contrario; al aumentar la luminancia disminuye la agudeza visual.

3º) La explicación de este comportamiento en iluminación coherente, pensamos debe buscarse en la intensidad luminosa de las motas presentes, que dificultarán la visión de pequeños detalles, y que conforme la luminancia aumente mayor será su intensidad y por consiguiente mayor será su efecto perturbador, lo que se traducirá en un descenso de la agudeza visual.

4º) La presencia del moteado, puede también perturbar la visión de objetos y en particular de pequeños detalles, por dificultar el enfoque del ojo. Esta perturbación será mayor cuanto más brillante sean las motas.

5º) A diferencia de lo que sucedía en la variación con la pupila, en que siempre, en valor absoluto, la agudeza visual era mejor con incoherente que con coherente, en este caso podemos tener visión escotópica y para determinadas luminancias, mejor poder separador con coherente que con incoherente.

### TERCERA EXPERIENCIA

Finalmente, vamos a estudiar la influencia que la longitud de onda puede tener en el poder separador del ojo en iluminación coherente.

La razón de realizar esta experiencia, estriba en que pensamos podría ser otra diferencia entre la visión con luz coherente e incoherente.

Como hemos visto en el capítulo VI, la influencia que la longitud de onda tiene en la agudeza visual es prácticamente despreciable. Salvo algunos autores que dicen que en el amarillo existe una ligera mejoría de la agudeza, la mayoría afirman que la agudeza visual es sensiblemente la misma para todas las longitudes de onda, e igual a la del blanco.

Pues bien, si tenemos en cuenta los resultados de la primera experiencia, en los que el tamaño del moteado tiene influencia en la agudeza visual, y considerando que el tamaño del moteado depende de la longitud de onda, parece lógico suponer que la agudeza visual pueda variar con la misma.

En este caso la pupila permanecía constante, por lo que el tamaño del moteado sólo variará con la  $\lambda$ ; y la luminancia también permanecía constante.

Si representamos ahora en la Tabla VI los tamaños del moteado correspondientes a las tres distintas longitudes de onda utilizadas, vemos que entre los correspondientes al verde y al azul la diferencia de tamaños

TABLA VI

Agudeza visual  $s$  (c/grad) y tamaño del moteado  $\tau$  ( $\mu$ ), para distintas longitudes de onda. Iluminación coherente. Luminancia 100 cd/m<sup>2</sup>.  
Diámetro pupilar 3 mm.

$\lambda$ (nm)	457,9	514,5	632,8
$s$ (c/grad)	28	28	26
$\tau$ ( $\mu$ )	3,1	3,5	4,3

es muy pequeña (0,4  $\mu$ ) no siéndolo tanto entre el azul y el rojo (1,2  $\mu$ ). En las fotografías 14 15 y 16 puede apreciarse algo esta diferencia de tamaño de moteado, aunque hemos de advertir que es sólo una muestra cualitativa, que no tiene mucho que ver con la respuesta del ojo.

Si observamos ahora los resultados obtenidos en la Fig-4 y Tabla VI, vemos que efectivamente para el verde y el azul se encuentra una misma agudeza visual que sin embargo es algo más baja para el rojo. Si bien este descenso de la agudeza visual podría explicarse por el mayor tamaño del moteado para el rojo que para el azul, creemos que no podemos afirmarlo tajantemente. Tengamos en cuenta que situándose en el caso más favorable, es decir eligiendo los dos extremos del espectro visible, para que la diferencia de tamaño del moteado sea la mayor, la diferencia de agudeza visual experimental encontrada es únicamente de 2 c/grado siendo precisamente 2 c/grado el error experimental que tenemos en el caso del rojo y de 1 c/grado en los casos del verde y azul.

Por todo ello podemos concluir que la influencia de la longitud de onda en la agudeza visual cuando se utiliza luz coherente, es prácticamente despreciable; salvo un pequeño descenso de la misma cuando se utiliza luz roja, que se puede explicar por el mayor tamaño que el moteado tiene para las largas longitudes de onda. En efecto, si volvemos a los resulta

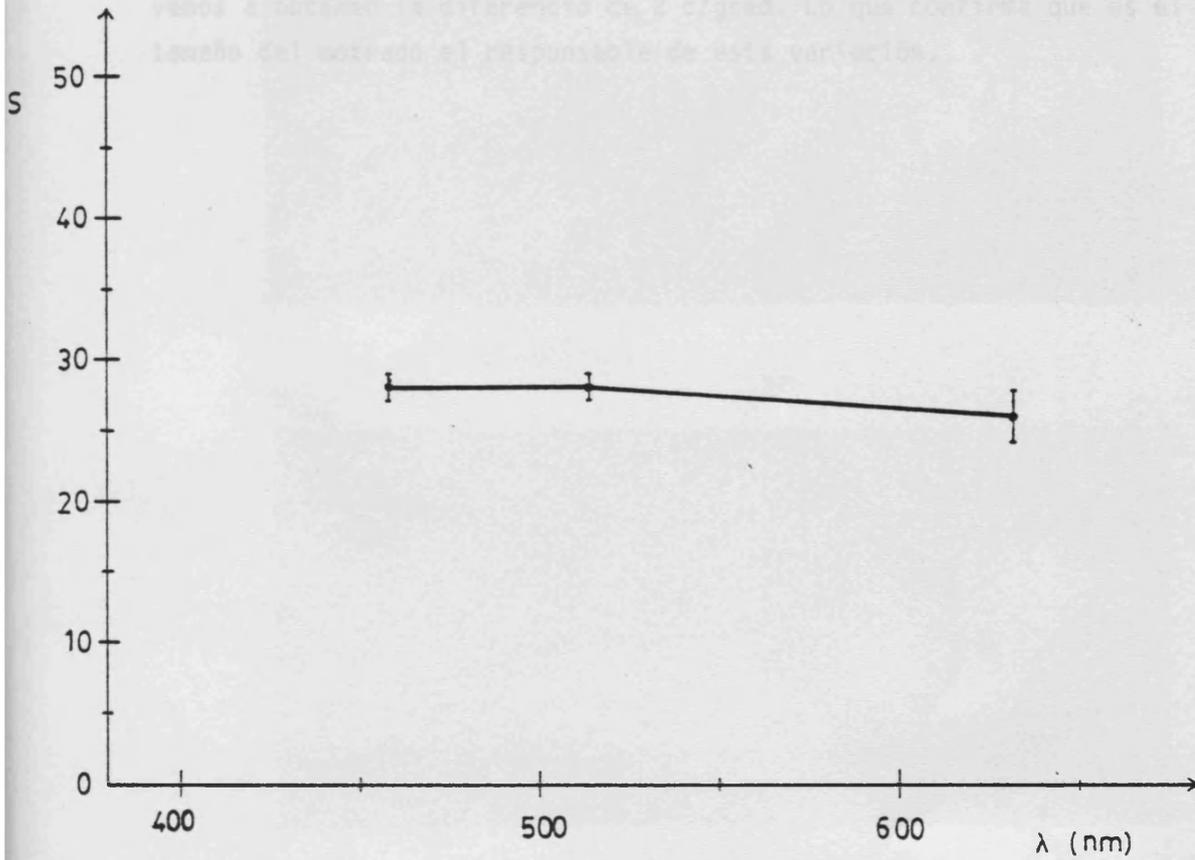
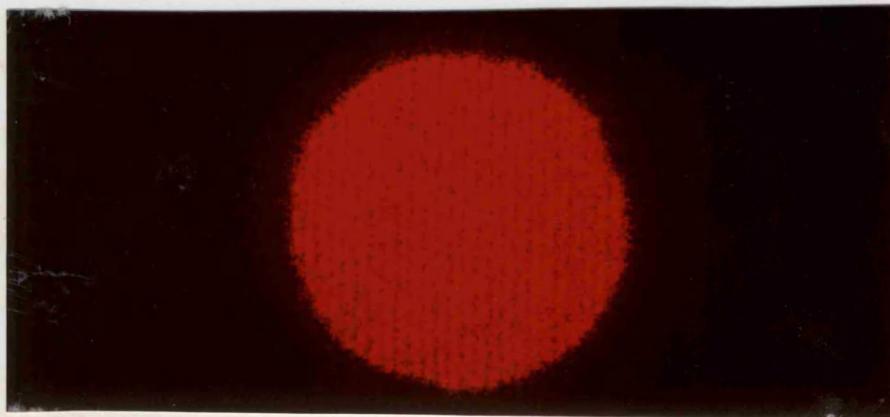
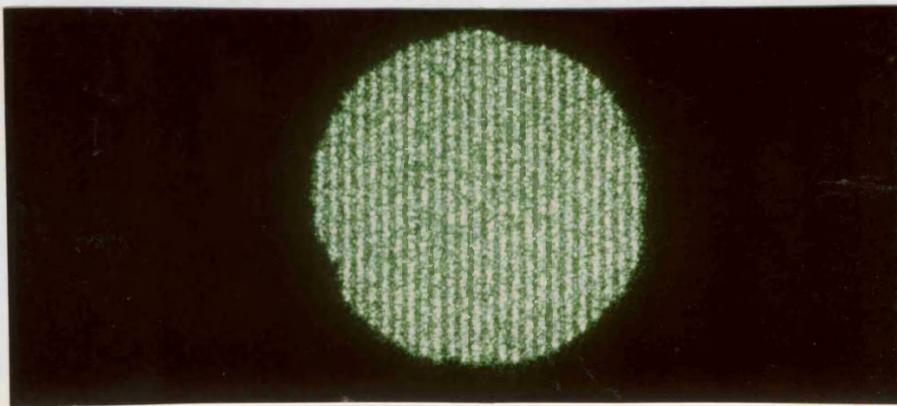
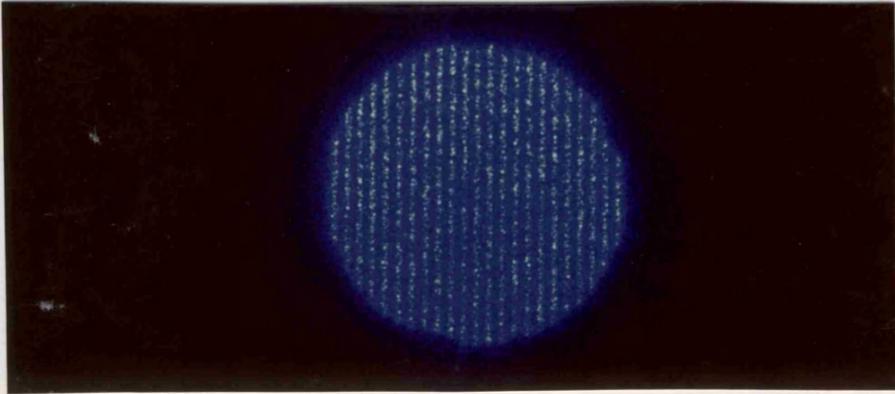


Fig - 4

*Variación de la agudeza visual con la longitud de onda en iluminación coherente ( $\lambda=457,9$  nm,  $\lambda=514,5$  nm,  $\lambda=632,8$  nm). Medidas con un observador.*

dos de la 1ª experiencia (Tabla IV) vemos que cuando  $\tau$  varía entre 3 y 4,3  $\mu$  la agudeza visual varía 2 c/grad.; precisamente entre el rojo y el azul también el tamaño del moteado varía entre 3,1 y 4,3  $\mu$  y vol vemos a obtener la diferencia de 2 c/grad. Lo que confirma que es el tamaño del moteado el responsable de esta variación.



Fotografías 14,15 y 16.- Fotografías de una mira de Foucault con luz coherente y diferentes longitudes de onda ( 457,9 nm, 514,5 nm y 632,8 nm).

**BIBLIOGRAFIA GENERAL**

BIBLIOGRAFIA GENERAL

- [1] M. Aguilar, J. Oliva. "Problems in contemporary Optics", (Firenze) 585, (1956).
- [2] M. Aguilar, J. Oliva, J. Opt. Act. 3, 90 (1955).
- [3] M. Aguilar, J. Oliva. Opt. Act. 3, 1, (1956).
- [4] M. Aguilar, J. Oliva. Opt. Act. 4, 4, (1957).
- [5] M. Aguilar, E. Sauras, M. Gómez. An. Fis. Quim. 56, 281, (1960).
- [6] D.P. Andrews, D.T. Miller. Vision Res. 18, 615 (1977).
- [7] H. Arsenault, S. Lowenthal: Opt. Commun, 1, 451 (1970).
- [8] Arnulf. C.r. Réunions Inst. Opt. éd. Rev. Opt. p 8. Paris (1937).
- [9] Arnulf, Dupuy, Flamant. CR. Ac. Sc. 230, 1791 (1950).
- [10] Arnulf, Dupuy, Flamant. CR. Ac. Sc. 232, 351 y 439 (1951).
- [11] A. Arnulf. Etude de la limite de séparation visuelle. Application à la vision en los instrumentos. C.r. Reunions Inst. Opt. éd. Rev. Opt. Paris (1937).
- [12] M.S. Berger-L'Hereux-Roberdey. Revue d'Optique. 44, 294, (1965).
- [13] Boll. Monats, Akad, Wiss. Berlin. 41. 783 (1876).
- [14] M. Born, E. Wolf: Principles of Optics (Pergamon Press, London, New York, 5ª edición) (1975).
- [15] Brown, Graham, Leibowitz, Ranken. J. Opt. Soc. Am. 43, 197 (1953).
- [16] Bouché E.L., Kellen P.F. J. Opt. Soc. Am. 53, 1350 (1963).
- [17] L.J. Bour, J.C.M. Verhoosel. Vision Res. 19, 717, (1979).
- [18] F.W. Campbell, J.R. Johnstone, J. Ross. Vision Res. 21, 723 (1981).
- [19] F.W. Campbell, Green D.G. J. Physiol 181, 576, (1965).
- [20] Charman, Jennings. Vision Res. 19, 947 (1979).
- [21] Danjon. rev. Opt. 7, 205 (1928).
- [22] P.M. Duffieux. "L'intégrale de Fourier et ses applications a l'Optique Masson & CIE. Paris (1970).
- [23] J.L. Dunskey. P.W. Lappin. Vision res. 11, 733 (1971).
- [24] M. Elbaum, M. Greenebaum, M. King: Opt. Commun; 5, 171 (1972).

- [25] Ferree y Rand. Trans. IES 22, 79 (1927).
- [26] Ferree y Rand. Trans. IES 23, 507 (1928).
- [27] A. Fiorentini, N. Berardi. Vision Res, 21, 1149 (1981).
- [28] Flamant, Stiles. J.P. 107, 187 (1948).
- [29] Foley J.M., Legge. G.E. Vision Res. 21, 1041 (1981).
- [30] R.N. Frank. Vision res., 20, 1073 (1980).
- [31] Fry G.A.. "The Optical performance of the human eye". Progress in Optics. Ed. E. Wolf. Vol VIII (1970).
- [32] Fuchman Sun, L. Stars. Visión res. 23, 611 (1983).
- [33] N. George, A. Jain: Opt. Commun, 6, 253 (1972).
- [34] J.W. Goodman: Laser Speckle and Related Phenomena, Ed. J.C. Dainty, (Springer-Verlag, Berlin) (1975).
- [35] J.W. Goodman: Introduction to Fourier Optics (McGraw-Hill) Book Co., New York), (1968).
- [36] H. Golbach: Optik 37, 45 (1973).
- [37] J.M. Gorrard. Vision res., 19, 907 (1979).
- [38] Gottesman, Rubin, Legge. Vision res, 21, 791, (1981).
- [39] D. Green, M. Powers, M. Banks. Vision res., 20, 827 (1980).
- [40] Green, Corwin, Schor. Vision res., 21, 423 (1981).
- [41] W.T. Ham Jr. et.al. Vision res., 20, 1105, (1980).
- [42] Hantot. A., Oone S. J. Opt. Soc. Am., 53, 1356 (1963).
- [43] Hecht. Proc. Nat. Ac. Sci., 14, 237 (1928).
- [44] Higgins. Stultz. J. Opt. Soc. Am., 38, 756, (1948).
- [45] Hopkins H.H. Optica Acta., 28, 667, (1981).
- [46] D. Hubel, T. Wiesel. El Cerebro. Ed. Labor. (1980).
- [47] D. Hubel, T. Wiesel. Proc. Roy. Soc. Lond B. Biol. Sci., 198, 1, (1977).
- [48] H.C. Howland, B. Howland. J. Opt. Soc. Am., 67, 1508 (1977).
- [49] Jennings J.A.M., Charman, W.N. Am. J. Optom. Physiol. Opt. 55, 582, (1978).
- [50] Jennings J.A.M., Charman, W.N. Vision res., 21, 445 (1981).

- [51] Jennings J.A.M., Charman, W.N. Br. J. Physiol. Opt. 29, 64 (1974).
- [52] R. Jozwicki. Optica Acta., 30, 73 (1983).
- [53] P.J. Landi. Op. P. Ap., 82 (1969).
- [54] Le Grand. Y. "Optique Physiologique". Masson & Cie. (1972).
- [55] Le Grand. Y. El hage. "Physiological Optics". Springer-Verlag (1980).
- [56] Leibowitz. J. Opt. Soc. Am., 42, 416 (1952).
- [57] Lowenthal. S., D. Joyeux, H. Arsenault: Opt. Commun, 2, 184 (1970).
- [58] Lowenthal. S., D. Joyeux: J. Opt. Soc. Am. 61, 847 (1971).
- [59] MacAdam. Nature., 160, 664 (1947).
- [60] A. Marechal, M. Françon. "Diffraction. Structure des images". Masson & CIE. Paris. (1970).
- [61] McCant. J.J., R.L. Savoy, J.A. Hall Jr. Vision res., 18, 891 (1977).
- [62] Mckechnie, T.S.: Opt. Commun., 13, 29 (1975).
- [63] Mckechnie, T.S.: Optik., 39, 258 (1974).
- [64] Mckechnie, T.S.: Thesis, University of London (1974).
- [65] Mckechnie, T.S.: "Laser Speckle and related Phenomena". Ed. J.C. Dainty (Springer-Verlag, Berlin) (1975).
- [66] Meeteren, A.V. C.J.W. Dunnewold. Vision res., 23, 573 (1983).
- [67] Merigan W. Vision res., 20, 953 (1980).
- [68] Middleton: Introduction to Statistical Communication Theory. (McGraw-Hill Book Co., New York) (1960).
- [69] Morgan, Watt, S.P. Mckee. Vision res., 23, 541 (1983).
- [70] Morton, Godwin., Nature, 153, 405 (1944).
- [71] Nachmias. Vision res., 21, 215 (1981).
- [72] B. O'Brien. J. Opt. Soc. Am. 41, 882 (1951).
- [73] Reeves. Phil. Mag., 35, 174 (1918).
- [74] Reegan. D. Vision res., 18, 439, (1977).
- [75] Ronchi. L. Atti. Fond, G. Ronchi., 4, (1949).
- [76] Rose. J. Opt. Soc. Am., 38, 196 (1948).
- [77] Rusthon, Campbell, Hagins, Bridley. Opt. Act., 1, 183 (1955).

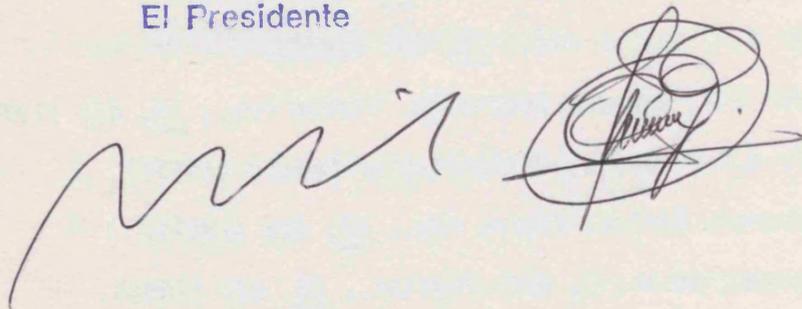
- [78] Schroder. E.: Opt. Commun., 3, 68 (1971).
- [79] Sears. "Optica". Ed. Aguilar (1967).
- [80] Shlaer. J. Gen. Phys., 21, 165 (1937).
- [81] Skinner. T.J. J. Opt. Soc. Am., 53, 1350 (1963).
- [82] Springer R.M. Vision res., 18, 291 (1978).
- [83] Stromeyer III, Kranda, Sternheim. Vision res., 18, 427 (1978).
- [84] Tiziani. J.H.: Thesis, University of London (1967).
- [85] Van Meeteren, Barlow. Vision res., 21, 765 (1981).
- [86] Wold, Brown, Smith. J. Gen. Physiol., 38, 623 (1955).
- [87] Wold. Science. 127, 222 (1958).
- [88] Yzuel. M.J., Calvo F. Optica Acta., 30, 233 (1983).

Reunido el Tribunal que suscribe, en el día de la fecha,  
acordó otorgar, por unanimidad, a esta Tesis doctoral de  
D.<sup>na</sup> ADELINA FELIPE MARCET  
la calificación de Sobresaliente "cum laude"

Valencia, a 14 de DICIEMBRE de 1983 #

El Secretario,

El Presidente

Two handwritten signatures in black ink. The signature on the left is a long, flowing cursive script. The signature on the right is more compact and circular, with a small 'P.' or similar mark at the end.