



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

146097

Double.

UNIVERSITÉ HENRI POINCARÉ, NANCY I
2000

FACULTÉ DE MÉDECINE DE NANCY
N° 105.



THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN MÉDECINE

Présentée et soutenue publiquement
dans le cadre du troisième cycle de Médecine Spécialisée

Par

Karim-Olivier NAOUN

le

13 octobre 2000

ETUDE DU DICHROÏSME DES MILIEUX TRANSPARENTS ET DE LA RÉTINE DE L'ŒIL DE MOUTON

Examineurs de la thèse :

M. A. RASPILLER	Professeur	Président
M. J.L. GEORGE	Professeur	}
M. J.P. BERROD	Professeur	} Juges
M. J.F. LE GARGASSON	Maître de conférences	}
Mme A.M. BENOIT	Maître de conférences	} Invitée

BIBLIOTHEQUE MEDECINE NANCY 1

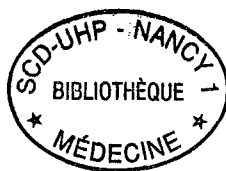


D

007 184076 6

UNIVERSITÉ HENRI POINCARÉ, NANCY I
2000

FACULTÉ DE MÉDECINE DE NANCY
N°



THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN MÉDECINE

Présentée et soutenue publiquement
dans le cadre du troisième cycle de Médecine Spécialisée

Par

Karim-Olivier NAOUN

le

13 octobre 2000

ETUDE DU DICHROÏSME DES MILIEUX TRANSPARENTS ET DE LA RÉTINE DE L'ŒIL DE MOUTON

Examineurs de la thèse :

M. A. RASPILLER	Professeur	Président
M. J.L. GEORGE	Professeur	}
M. J.P. BERROD	Professeur	} Juges
M. J.F. LEGARGASSON	Maître de conférences	}
Mme A.M. BENOIT	Maître de conférences	} Invitée

FACULTÉ DE MÉDECINE DE NANCY

Président de l'Université : Professeur Claude BURLET

Doyen de la Faculté de Médecine : Professeur Jacques ROLAND

Vice-Doyen de la Faculté de Médecine : Professeur Hervé VESPIGNANI

Assesseurs

du 1er Cycle :

du 2ème Cycle :

du 3ème Cycle :

de la Vie Facultaire :

Mme le Docteur Chantal KOHLER

Mme le Professeur Michèle KESSLER

Mr le Professeur Jacques POUREL

Mr le Professeur Philippe HARTEMANN

DOYENS HONORAIRES

Professeur Adrien DUPREZ - Professeur Jean-Bernard DUREUX

Professeur Georges GRIGNON - Professeur François STREIFF

PROFESSEURS HONORAIRES

Louis PIERQUIN - Etienne LEGAIT - Jean LOCHARD - René HERBEUVAL - Gabriel FAIVRE - Jean-Marie FOLIGUET

Guy RAUBER - Paul SADOUL - Raoul SENAULT - Pierre ARNOULD - Roger BENICHOUX - Marcel RIBON

Jacques LACOSTE - Jean BEUREY - Jean SOMMELET - Pierre HARTEMANN - Emile de LAVERGNE

Augusta TREHEUX - Michel MANCIAUX - Paul GUILLEMIN - Pierre PAYSANT

Jean-Claude BURDIN - Claude CHARDOT - Jean-Bernard DUREUX - Jean DUHEILLE - Jean-Pierre GRILLIAT

Pierre LAMY - François STREIFF - Jean-Marie GILGENKRANTZ - Simone GILGENKRANTZ

Pierre ALEXANDRE - Robert FRISCH - Jean GROSDIDIER - Michel PIERSON - Jacques ROBERT

Gérard DEBRY - Georges GRIGNON - Pierre TRIDON - Michel WAYOFF - François CHERRIER - Oliéro GUERCI

Gilbert PERCEBOIS - Claude PERRIN - Jean PREVOT - Pierre BERNADAC - Jean FLOQUET

Alain GAUCHER - Michel LAXENAIRE - Michel BOULANGE - Michel DUC - Claude HURIET - Pierre LANDES

Alain LARCAN - Gérard VAILLANT - Max WEBER

=====

**PROFESSEURS DES UNIVERSITÉS -
PRATICIENS HOSPITALIERS**

(Disciplines du Conseil National des Universités)

42ème Section : SCIENCES MORPHOLOGIQUES

1ère sous-section : (Anatomie)

Professeur Michel RENARD - Professeur Jacques ROLAND - Professeur Gilles GROSDIDIER

Professeur Pierre LASCOMBES - Professeur Marc BRAUN

2ème sous-section : (Histologie, Embryologie, Cytogénétique)

Professeur Hubert GERARD - Professeur Bernard FOLIGUET - Professeur Bruno LEHEUP

3ème sous-section : (Anatomie et cytologie pathologiques)

Professeur Adrien DUPREZ - Professeur François PLENAT

Professeur Jean-Michel VIGNAUD - Professeur Eric LABOUYRIE

43ème Section : BIOPHYSIQUE ET IMAGERIE MÉDICALE

1ère sous-section : (Biophysique et traitement de l'image)

Professeur Alain BERTRAND - Professeur Gilles KARCHER - Professeur Pierre-Yves MARIE

2ème sous-section : (Radiologie et imagerie médicale)

Professeur Jean-Claude HOEFFEL - Professeur Luc PICARD - Professeur Denis REGENT

Professeur Michel CLAUDON - Professeur Serge BRACARD - Professeur Alain BLUM

43ème Section : BIOPHYSIQUE ET IMAGERIE MÉDICALE

1ère sous-section : (*Biophysique et traitement de l'image*)

Docteur Marie-Hélène LAURENS - Docteur Jean-Claude MAYER

Docteur Pierre THOUVENOT - Docteur Jean-Marie ESCANYE - Docteur Amar NAOUN

44ème Section : BIOCHIMIE, BIOLOGIE CELLULAIRE ET MOLÉCULAIRE, PHYSIOLOGIE ET NUTRITION

1ère sous-section : (*Biochimie et biologie moléculaire*)

Docteur Marie-André GELOT - Docteur Xavier HERBEUVAL - Docteur Jean STRACZEK

Docteur Sophie FREMONT - Docteur Isabelle GASTIN - Dr Bernard NAMOUR

2ème sous-section : (*Physiologie*)

Docteur Gérard ETHEVENOT - Docteur Nicole LEMAU de TALANCE - Christian BEYAERT

45ème Section : MICROBIOLOGIE ET MALADIES TRANSMISSIBLES

1ère sous-section : (*Bactériologie, Virologie-Hygiène*)

Docteur Francine MORY - Docteur Michèle WEBER - Docteur Christine LION

Docteur Michèle DAILLOUX

2ème sous-section : (*Parasitologie et mycologie*)

Docteur Marie-France BIAVA - Docteur Nelly CONTET-AUDONNEAU

46ème Section : SANTÉ PUBLIQUE

1ère sous-section : (*Epidémiologie, économie de la santé et prévention*)

47ème Section : HÉMATOLOGIE, CANCÉROLOGIE, IMMUNOLOGIE ET GÉNÉTIQUE

1ère sous-section : (*Hématologie*)

Docteur Jean-Claude HUMBERT - Docteur François SCHOONEMAN

3ème sous-section : (*Immunologie*)

Docteur Marie-Nathalie SARDA

4ème sous-section : (*Génétique*)

48ème Section : ANESTHÉSIOLOGIE, PHARMACOLOGIE, RÉANIMATION ET THÉRAPEUTIQUE

1ère sous-section : (*Anesthésiologie et réanimation chirurgicale*)

Docteur Jacqueline HELMER - Docteur Gérard AUDIBERT

3ème sous-section : (*Pharmacologie fondamentale - Pharmacologie clinique*)

Docteur Françoise LAPICQUE - Docteur Marie-José ROYER-MORROT

Docteur Damien LOEUILLE

=====

MAÎTRES DE CONFÉRENCES

19ème section : SOCIOLOGIE, DÉMOGRAPHIE

Madame Michèle BAUMANN .

32ème section : CHIMIE ORGANIQUE, MINÉRALE, INDUSTRIELLE

Monsieur Jean-Claude RAFT

40ème section : SCIENCES DU MÉDICAMENT

Monsieur Jean-Yves JOUZEAU

44ème Section : BIOCHIMIE, BIOLOGIE CELLULAIRE ET MOLÉCULAIRE, PHYSIOLOGIE ET NUTRITION

1ère sous-section : (*Biochimie et Biologie Moléculaire*)

Professeur Pierre NABET - Professeur Jean-Pierre NICOLAS - Professeur Francine NABET

Professeur Jean-Louis GUEANT

2ème sous-section : (*Physiologie*)

Professeur Jean-Pierre CRANCE - Professeur Jean-Pierre MALLIE

Professeur Hubert UFFHOLTZ - Professeur François MARCHAL - Professeur Philippe HAOUZI

3ème sous-section : (*Biologie cellulaire*)

Professeur Claude BURLET

4ème sous-section : (*Nutrition*)

Professeur Olivier ZIEGLER

45ème Section : MICROBIOLOGIE ET MALADIES TRANSMISSIBLES

1ère sous-section : (*Bactériologie, Virologie-Hygiène*)

Professeur Alain LE FAOU

2ème sous-section : (*Parasitologie et mycologie*)

Professeur Bernard FORTIER

3ème sous-section : (*Maladies infectieuses - maladies tropicales*)

Professeur Philippe CANTON - Professeur Alain GERARD - Professeur Thierry MAY

46ème Section : SANTÉ PUBLIQUE

1ère sous-section : (*Epidémiologie, économie de la santé et prévention*)

Professeur Jean-Pierre DESCHAMPS - Professeur Philippe HARTEMANN

Professeur Serge BRIANÇON - Professeur Francis GUILLEMIN

2ème sous-section : (*Médecine du travail et des risques professionnels*)

Professeur Guy PETIET

3ème sous-section : (*Médecine légale*)

Professeur Henry COUDANE

4ème sous-section (*Biostatistiques et informatique médicale*)

Professeur Bernard LEGRAS - Professeur François KOHLER

47ème Section : HÉMATOLOGIE, IMMUNOLOGIE, TRANSFUSION, CANCÉROLOGIE ET GÉNÉTIQUE

1ère sous-section : (*Hématologie*)

Professeur Christian JANOT - Professeur Thomas LECOMPTE - Professeur Pierre BORDIGONI -

Professeur Pierre LEDERLIN

(*Génie biologique et médical*)

Professeur J.François STOLTZ

2ème sous-section : (*Cancérologie*)

Professeur François GUILLEMIN - Professeur Thierry CONROY

(*Radiothérapie*)

Professeur Pierre BEY

3ème sous-section : (*Immunologie*)

Professeur Gilbert FAURE - Professeur Marie-Christine BENE

4ème sous-section : (*génétiq*)

Professeur Philippe JONVEAUX

48ème Section : ANESTHÉSIOLOGIE, PHARMACOLOGIE, RÉANIMATION ET THÉRAPEUTIQUE

1ère sous-section : (*Anesthésiologie et réanimation chirurgicale*)

Professeur Marie-Claire LAXENAIRE - Professeur Claude MEISTELMAN - Professeur Dan LONGROIS

2ème sous-section : (*Réanimation médicale*)

Professeur Alain LARCAN - Professeur Henri LAMBERT - Professeur Nicolas DELORME

Professeur Pierre-Edouard BOLLAERT

3ème sous-section : (*Pharmacologie fondamentale, Pharmacologie clinique*)

Professeur René-Jean ROYER - Professeur Patrick NETTER - Professeur Pierre GILLET

4ème sous-section : (*Thérapeutique*)

Professeur François PAILLE - Professeur Gérard GAY – Professeur Faiez ZANNAD

49ème Section : PATHOLOGIE NERVEUSE, PATHOLOGIE MENTALE et RÉÉDUCATION

1ère sous-section : (Neurologie)

Professeur Michel WEBER - Professeur Gérard BARROCHE - Professeur Hervé VESPIGNANI

2ème sous-section : (Neurochirurgie)

Professeur Henri HEPNER - Professeur Jean-Claude MARCHAL - Professeur Jean AUQUE

3ème sous-section : (Psychiatrie d'adultes)

Professeur Jean-Pierre KAHN

4ème sous-section : (Pédopsychiatrie)

Professeur Colette VIDAILHET - Professeur Daniel SIBERTIN-BLANC

5ème sous-section : (Médecine physique et de réadaptation)

Professeur Jean-Marie ANDRE

50ème Section : PATHOLOGIE OSTÉO-ARTICULAIRE, DERMATOLOGIE et CHIRURGIE PLASTIQUE

1ère sous-section : (Rhumatologie)

Professeur Jacques POUREL - Professeur Isabelle VALCKENAERE

2ème sous-section : (Chirurgie orthopédique et traumatologique)

Professeur Daniel SCHMITT - Professeur Jean-Pierre DELAGOUTTE - Professeur Daniel MOLE

Professeur Didier MAINARD

3ème sous-section : (Dermato-vénéréologie)

Professeur Jean-Luc SCHMUTZ

4ème sous-section : (Chirurgie plastique, reconstructrice et esthétique)

Professeur Michel MERLE - Professeur François DAP

51ème Section : PATHOLOGIE CARDIO-PULMONAIRE et VASCULAIRE

1ère sous-section : (Pneumologie)

Professeur Daniel ANTHOINE - Professeur Jean-Marie POLU - Professeur Yves MARTINET

Professeur Jean-François CHABOT

2ème sous-section : (Cardiologie et maladies vasculaires)

Professeur Etienne ALIOT - Professeur Nicolas DANCHIN - Professeur Yves JUILLIERE - Professeur Nicolas SADOUL

3ème sous-section : (Chirurgie thoracique et cardio-vasculaire)

Professeur Pierre MATHIEU - Professeur Jacques BORRELLY - Professeur Jean-Pierre VILLEMOT

Professeur Jean-Pierre CARTEAUX

4ème sous-section : (Chirurgie vasculaire)

Professeur Gérard FIEVE

52ème Section : MALADIES DES APPAREILS DIGESTIF et URINAIRE

1ère sous-section : (Hépatologie, gastro-entérologie)

Professeur Pierre GAUCHER - Professeur Marc-André BIGARD

Professeur Jean-Pierre BRONOWICKI

2ème sous-section : (Chirurgie digestive)

3ème sous-section : (Néphrologie)

Professeur Michèle KESSLER – Professeur Dominique HESTIN (Mme)

4ème sous-section : (Urologie)

Professeur Philippe MANGIN - Professeur Jacques HUBERT

**53ème Section : MÉDECINE INTERNE et CHIRURGIE GÉNÉRALE
MÉDECINE ET CHIRURGIE EXPÉRIMENTALE**

1ère sous-section : (Médecine interne)

Professeur Gilbert THIBAUT - Professeur Francis PENIN

Professeur Denise MONERET-VAUTRIN

Professeur Jean DE KORWIN KROKOWSKI - Professeur Pierre KAMINSKY

2ème sous-section : (Chirurgie générale)

Professeur Patrick BOISSEL - Professeur Laurent BRESLER

**54ème Section : PATHOLOGIE DE L'ENFANT, OBSTÉTRIQUE, SYSTÈME ENDOCRINIEN
REPRODUCTION ET DÉVELOPPEMENT**

1ère sous-section : (Pédiatrie)

Professeur Paul VERT - Professeur Danièle SOMMELET - Professeur Michel VIDAILHET - Professeur Pierre MONIN
Professeur Jean-Michel HASCOET – Professeur Pascal CHASTAGNER

2ème sous-section : (Chirurgie infantile)

Professeur Michel SCHMITT - Professeur Gilles DAUTEL

3ème sous-section : (Gynécologie et obstétrique)

Professeur Michel SCHWEITZER - Professeur Jean-Louis BOUTROY

Professeur Philippe JUDLIN - Professeur Patricia BARBARINO

4ème sous-section : (Endocrinologie et maladies métaboliques)

Professeur Jacques LECLERE - Professeur Pierre DROUIN - Professeur Georges WERYHA

5ème sous-section : (Biologie du développement et de la reproduction)

55ème Section : SPÉCIALITÉS MÉDICO-CHIRURGICALES

1ère sous-section : (Oto-rhino-laryngologie)

Professeur Claude SIMON - Professeur Roger JANKOWSKI

2ème sous-section : (Ophtalmologie)

Professeur Antoine RASPILLER - Professeur Jean-Luc GEORGE - Professeur Jean-Paul BERROD

3ème sous-section : (Stomatologie et chirurgie maxillo-faciale)

Professeur Michel STRICKER - Professeur Jean-François CHASSAGNE

=====

PROFESSEURS DES UNIVERSITÉS

27ème section : INFORMATIQUE

Professeur Jean-Pierre MUSSE

64ème Section : BIOCHIMIE ET BIOLOGIE MOLÉCULAIRE

Professeur Daniel BURNEL

=====

PROFESSEUR ASSOCIÉ

Hygiène et santé publique

Professeur Roland SCHULZE-ROBBECKE

=====

MAÎTRES DE CONFÉRENCES DES UNIVERSITÉS - PRATICIENS HOSPITALIERS

42ème Section : SCIENCES MORPHOLOGIQUES

1ère sous-section : (Anatomie)

Docteur Bruno GRIGNON

2ème sous-section : (Histologie, Embryologie, cytogénétique)

Docteur Jean-Louis CORDONNIER - Docteur Edouard BARRAT - Docteur Jean-Claude GUEDENET

Docteur Françoise TOUATI - Docteur Chantal KOHLER

3ème sous-section : (Anatomie et cytologie pathologiques)

Docteur Yves GRIGNON - Docteur Béatrice MARIE

60ème section : MÉCANIQUE, GÉNIE MÉCANIQUE ET GÉNIE CIVILE

Monsieur Alain DURAND

64ème section : BIOCHIMIE ET BIOLOGIE MOLÉCULAIRE

Madame Marie-Odile PERRIN - Mademoiselle Marie-Claire LANHERS

65ème section : BIOLOGIE CELLULAIRE

Mademoiselle Françoise DREYFUSS - Monsieur Jean-Louis GELLY - Madame Anne GERARD

Madame Ketsia HESS - Monsieur Pierre TANKOSIC - Monsieur Hervé MEMBRE

67ème section : BIOLOGIE DES POPULATIONS ET ÉCOLOGIE

Madame Nadine MUSSE

68ème section : BIOLOGIE DES ORGANISMES

Madame Tao XU-JIANG

=====

MAÎTRES DE CONFÉRENCES ASSOCIÉS

Médecine Générale

Docteur Gilbert ALIN

Docteur Louis FRANCO

=====

PROFESSEURS ÉMÉRITES

Professeur Georges GRIGNON - Professeur Claude PERRIN

Professeur Jean PREVOT - Professeur Michel MANCIAUX - Professeur Jean-Pierre GRILLIAT

Professeur Michel PIERSON – Professeur Alain GAUCHER – Professeur Michel BOULANGE

Professeur Alain LARCAN - Professeur Michel DUC – Professeur Michel WAYOFF

=====

DOCTEURS HONORIS CAUSA

Professeur Norman SHUMWAY (1972)

Université de Stanford, Californie (U.S.A)

Professeur Paul MICHIELSEN (1979)

Université Catholique, Louvain (Belgique)

Professeur Charles A. BERRY (1982)

Centre de Médecine Préventive, Houston (U.S.A)

Professeur Pierre-Marie GALETTI (1982)

Brown University, Providence (U.S.A)

Professeur Mamish Nisbet MUNRO (1982)

Massachusetts Institute of Technology (U.S.A)

Professeur Mildred T. STAHLMAN (1982)

Wanderbilt University, Nashville (U.S.A)

Professeur Harry J. BUNCKE (1989)

Université de Californie, San Francisco (U.S.A)

Professeur Théodore H. SCHIEBLER (1989)

Institut d'Anatomie de Würzburg (R.F.A)

Professeur Maria DELIVORIA-PAPADOPOULOS (1996)

Université de Pennsylvanie (U.S.A)

Professeur Mashaki KASHIWARA (1996)

Research Institute for Mathematical Sciences de Kyoto (JAPON)

Professeur Ralph GRÄSBECK (1996)

Université d'Helsinki (FINLANDE)

Professeur James STEICHEN (1997)

Université d'Indianapolis (U.S.A)

Professeur Duong Quang TRUNG (1997)

Centre Universitaire de Formation et de Perfectionnement des

Professionnels de Santé d'Hô Chi Minh-Ville (VIÊTNAM)

A notre Maître et Président de thèse

Monsieur le Professeur A. Raspiller

Professeur d'ophtalmologie

Officier dans l'ordre des palmes académiques.

Vous nous avez fait l'honneur de nous confier ce travail de thèse et d'en présider le jury.

Vous nous avez appris la rigueur dans la prise en charge d'un patient et la richesse d'un bon examen clinique.

Vous avez guidé, par de précieux conseils, des premiers pas chirurgicaux qui nous laisserons des souvenirs adrénergiques.

Nous avons beaucoup apprécié votre accueil au service, vos qualités humaines et votre esprit.

Puissiez-vous trouver dans ce travail le témoignage de notre reconnaissance et de notre dévouement.

A nos maîtres et juges

Monsieur le Professeur J.L. George

Professeur d'ophtalmologie

Vous nous faites l'honneur de participer à ce jury de thèse.

Nous avons bénéficié de votre grande expérience clinique et chirurgicale au cours de nos stages dans votre service.

Nous avons beaucoup apprécié votre disponibilité et votre dynamisme à l'égard des internes.

Puissiez-vous trouver dans ce travail le témoignage de notre sincère reconnaissance.

Monsieur le Professeur J.P. Berrod

Professeur d'ophtalmologie.

Vous nous faites l'honneur de participer à ce jury.

Durant tous ces stages hospitaliers, nous avons passé beaucoup de temps à vos côtés et c'est avec la plus grande attention que nous vous avons écouté parler de ce qui vous passionne, sur le plan professionnel, bien sûr, mais dans beaucoup d'autres domaines aussi.

Nous avons été impressionné et admiratif devant votre maîtrise de la chirurgie vitréo-rétinienne et nous avons essayé d'être à la hauteur de la confiance que vous nous avez manifestée.

Puissiez-vous trouver ici le témoignage de notre reconnaissance et de notre amitié.

A Monsieur J.F. Le Gargasson

Maître de conférence à la Faculté de Médecine Lariboisière-Saint Louis de Paris.

Vous nous faites l'honneur de participer à ce jury de thèse.

Nous avons passé, à vos côtés, une année parisienne très riche d'enseignements dans des domaines qui nous étaient inconnus.

Nous avons pu au sein de votre laboratoire faire de formidables rencontres.

Nous avons été impressionné par l'éclectisme de vos connaissances et de vos domaines de compétences mais aussi par vos grandes qualités humaines.

Trouvez ici le témoignage de notre profond respect et de notre amitié.

A Madame A.M. Benoit

Maître de conférence à la Faculté des Sciences de Nancy.

Ce travail aura mis à l'épreuve notre patience et notre pugnacité.

Nous avons compris au cours de ces longues heures de travail
pourquoi le mouton n'était pas la plus belle conquête de l'homme !

Nous avons beaucoup apprécié votre grande disponibilité et votre
engagement passionné dans ce travail.

Trouvez ici le témoignage de notre gratitude et notre amitié.

A tous les médecins qui nous ont fait partager leurs connaissances,

A tout le personnel des services hospitaliers, qui m'ont accueilli en stage,

A ma femme,

A ma famille et belle famille,

A mes amis et compagnons d'internat,

Merci pour leur collaboration :

A l'atelier de la Faculté des Sciences

Au service de reprographie de la Faculté des Sciences

A Pascale

A Bertrand

Aux amis de ma femme

A Robin, Mathilde et Violette.

SERMENT

"Au moment d'être admis à exercer la médecine, je promets et je jure d'être fidèle aux lois de l'honneur et de la probité. Mon premier souci sera de rétablir, de préserver ou de promouvoir la santé dans tous ses éléments, physiques et mentaux, individuels et sociaux. Je respecterai toutes les personnes, leur autonomie et leur volonté, sans aucune discrimination selon leur état ou leurs convictions. J'interviendrai pour les protéger si elles sont affaiblies, vulnérables ou menacées dans leur intégrité ou leur dignité. Même sous la contrainte, je ne ferai pas usage de mes connaissances contre les lois de l'humanité. J'informerai les patients des décisions envisagées, de leurs raisons et de leurs conséquences. Je ne tromperai jamais leur confiance et n'exploiterai pas le pouvoir hérité des circonstances pour forcer les consciences. Je donnerai mes soins à l'indigent et à quiconque me les demandera. Je ne me laisserai pas influencer par la soif du gain ou la recherche de la gloire.

Admis dans l'intimité des personnes, je tairai les secrets qui me sont confiés. Reçu à l'intérieur des maisons, je respecterai les secrets des foyers et ma conduite ne servira pas à corrompre les mœurs. Je ferai tout pour soulager les souffrances. Je ne prolongerai pas abusivement les agonies. Je ne provoquerai jamais la mort délibérément.

Je préserverai l'indépendance nécessaire à l'accomplissement de ma mission. Je n'entreprendrai rien qui dépasse mes compétences. Je les entretiendrai et les perfectionnerai pour assurer au mieux les services qui me seront demandés.

J'apporterai mon aide à mes confrères ainsi qu'à leurs familles dans l'adversité.

Que les hommes et mes confrères m'accordent leur estime si je suis fidèle à mes promesses ; que je sois déshonoré et méprisé si j'y manque".

TABLE DES MATIÈRES

TABLE DES MATIÈRES

I. INTRODUCTION.....	22
II. RAPPELS	26
2.1. Ondes lumineuses polarisées.....	26
2.1.1. Nature ondulatoire de la lumière et notion de polarisation	26
2.1.2 Cas de la lumière naturelle	28
2.1.3. Cas de la lumière polarisée.....	29
2.1.4.Représentation des états de polarisation.....	31
2.1.4.1. Introduction aux vecteurs de Stokes.....	31
2.1.4.2. Vecteurs de Stokes et degré de polarisation de la lumière.	31
2.1.5. Récapitulatif des différents états de polarisation et de leur représentation	34
2.2. Propagation de la lumière dans un milieu diélectrique anisotrope	35
2.2.1. Anisotropie	35
2.2.2. Notion de biréfringence.....	35
2.2.3. Polariseurs et dichroïsme.....	36
2.2.3.1 Polariseurs.....	36
2.2.3.2. Le dichroïsme.....	38
2.2.3.3. Exemples de dichroïsme	38
III. BIRÉFRINGENCE ET DICHROÏSME DE L'ŒIL	41
3.1. Des houppes de Haidinger à l'analyse du dichroïsme rétinien	41
3.2. Biréfringence de la cornée.....	42
3.3. Qu'en est-il du cristallin ?	44
IV. MATÉRIEL ET MÉTHODE	47
4.1. Choix du modèle.....	47
4.2. Le spectrophotomètre, principe et montage	48
4.3. Protocole.....	50
4.3.1. Mesures sur l'œil entier :	50
4.3.2. Mesures sur le corps vitré :	51
4.3.3. Mesures sur la cornée :	52
4.3.4. Mesure sur le cristallin	52
4.3.5. Mesure sur l'humeur aqueuse	53
4.4. Méthode de calcul du Dichroïsme	53

V. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.....	57
5.1. Etude du dichroïsme oeil entier :	57
5.2. Etude du dichroïsme cornéen :	58
5.2.1. Mesures de la cornée centrée.....	58
5.2.2. Décentrements, cornée n°1	59
5.2.3. Décentrements, cornée n°2	61
5.3. Cornée à 45°	63
5.4. Etude de l'humeur aqueuse et du corps vitré	64
5.5. Etude du cristallin	65
5.6. Etude comparée des différents milieux :	66
5.7. Récapitulatif	67
V.I DISCUSSION	70
CONCLUSION	75
ANNEXES	77
BIBLIOGRAPHIE	87

"Perhaps physicists will some day write matrices to describe the retarding layers and dichroic areas of the eye. Poets were the first to see magic fire and jewels in the human eye ; physicists will be the first to see matrices."

W.A. Shurcliff & S.S. Ballard (1964) in "Polarized light"



I

INTRODUCTION

I. INTRODUCTION



Ce travail fait suite aux expérimentations menées par Monsieur L. Mala dans le cadre de sa thèse pour le doctorat en Médecine. En 1996, sous l'impulsion du Professeur Raspiller, une collaboration entre le service d'ophtalmologie de l'hôpital Central de Nancy et le Laboratoire de Cristallographie et de Modélisation des Matériaux Minéraux et Biologiques (LCM3B) du Professeur Lecomte à la Faculté des Sciences de Nancy est née autour du projet ambitieux de développer un procédé original d'exploration de la couche de fibres nerveuses rétiniennes (C.F.N.R.). Ce procédé repose sur les possibilités d'exploiter les propriétés biréfringentes et dichroïques de la C.F.N.R..

L'exploration de la C.F.N.R. tient son intérêt dans le suivi des patients glaucomateux. Les moyens de suivi du glaucome dont nous disposons actuellement reposent essentiellement sur la mesure de la pression intraoculaire, l'observation de la papille en ophtalmoscopie, l'étude du champ visuel et la réalisation de photographies de la papille et de la C.F.N.R.. Plus récemment, se sont développés de nouveaux procédés d'imagerie, regroupés sous le nom d' "analyseurs de la C.F.N.R." ou de la tête du nerf optique. Ces appareillages font appel à une technologie lourde et coûteuse et leur diffusion à ce jour est très restreinte. Parmi ceux-ci on remarque essentiellement la percée du S.L.O. (Scanning Laser Ophthalmoscope), du S.L.O. confocal dont la forme la plus aboutie est probablement le Heidelberg Retina Tomograph (H.R.T.), de l'O.C.T. (Optical Coherence Tomography) et du N.F.A. (Nerve Fiber Analyzer). Nous ne reviendrons pas sur le S.L.O., appareillage le plus connu en raison de la diversité de ses applications (angiographie rétinienne, acuité visuelle, étude de la fixation, etc...) ni sur l'O.C.T. qui utilise une technologie d'interférométrie laser et dont le domaine d'application se situe essentiellement dans la pathologie maculaire.

Notre intérêt s'est focalisé sur le N.F.A. , polarimètre à balayage laser qui permet de mesurer l'épaisseur de la C.F.N.R.. Il s'agit d'un analyseur de polarisation qui utilise le calcul du retard de phase d'un faisceau laser polarisé réfléchi par la rétine. Ce retard de phase est dû à la biréfringence rétinienne. A la longueur utilisée de 780 nm, Dreher a montré qu'il s'agissait d'une biréfringence induite par les fibres nerveuses de la rétine et que le retard de phase enregistré est corrélé à l'épaisseur de la C.F.N.R. Le N.F.A. n'est donc pas un moyen

d'imagerie du fond d'œil à proprement dit et son pouvoir de résolution, proche de 13 μm , n'est pas altéré par les aberrations optiques de l'œil.

L'idée de notre projet, qui revient à l'origine au Professeur Raspiller, est d'utiliser les propriétés de dichroïsme de la C.F.N.R.. Le dichroïsme, directement lié à la biréfringence de la C.F.N.R. de la rétine, est donné par la différence d'absorption des deux composantes d'un faisceau polarisé réfléchi par le fond d'œil. Il a été mis en évidence pour la première fois par **A. Dreher**, au voisinage de la papille, pour une longueur d'onde de 632,8 nm (laser hélium-néon)(1). Le dichroïsme est, lui aussi, directement proportionnel à l'épaisseur de fibres optiques, il permet donc une approche quantitative de l'épaisseur de la C.F.N.R..

Le but de ce projet est d'essayer de remplacer la mesure du retard de phase telle qu'elle est faite par le N.F.A. en une mesure de différence d'absorption lumineuse dont la mise en œuvre pourrait être plus accessible.

Le cahier des charges de l'appareillage envisagé prévoit un dispositif adaptable sur une lampe à fente couplée à un laser de photocoagulation rétinienne avec un coût de production raisonnable permettant une diffusion large auprès des ophtalmologistes. La réalisation de l'appareil, appelé Analyseur de Dichroïsme Rétinien (A.D.R.), est le fruit d'une collaboration multidisciplinaire. Madame A.M. Benoit, maître de conférences à la faculté des sciences et chercheuse au LCM3B a conçu la partie optique du dispositif. Mlle V. Louis, Maître de Conférence à l'Ecole Nationale Supérieure d'Electricité et de Mécanique (E.N.S.E.M.) a développé la partie électromécanique. Le recueil informatique et le traitement du signal a été réalisé par M. P. Allé, ingénieur au LCM3B.

Les premiers résultats rapportés dans la thèse de L. Mala sont encourageants. L'utilisation d'une source d'illumination non polarisée permet de recueillir un signal polarisé après réflexion sur la rétine. L'intensité lumineuse transmise est quantifiable et convertie en millivolts après analyse de la polarisation. Ce dichroïsme varie en fonction du site rétinien ciblé dans le même sens que l'épaisseur rétinienne supposée si l'on se réfère aux travaux histologiques. Cependant les premiers résultats obtenus ne tenaient pas compte du dichroïsme éventuel dû à la cornée et au cristallin dont les propriétés biréfringentes sont connues.

Le but de ce travail est de :

- Etudier les dichroïsmes cornéen et cristallinien.
- Vérifier la neutralité présumée de l'humeur aqueuse et du corps vitré.
- Evaluer la part et l'influence du dichroïsme des structures antérieures de l'œil par rapport au dichroïsme total.

Nous avons mené ces expérimentations à la Faculté des Sciences de Nancy. Nos mesures ont été faites en transmission dans un spectrophotomètre.

Nous utilisons des yeux de moutons, fraîchement énucléés puis disséqués et installés dans le compartiment des échantillons du spectrophotomètre que nous avons équipé d'un polariseur à orientation variable. Nous obtenons des résultats d'intensité de lumière polarisée transmise à partir desquels le dichroïsme linéaire est calculé.

Le plan est le suivant :

- Nous rappellerons les notions de polarisation et de propagation de la lumière dans les milieux anisotropes en détaillant les notions de biréfringence et de dichroïsme.
- Nous exposerons la méthode expérimentale, le choix du modèle et l'appareillage utilisé.
- Enfin, nous rapporterons les résultats obtenus et nous aborderons les perspectives envisageables et les évolutions nécessaires d'un tel appareillage.

II

RAPPELS

II. RAPPELS

L'analyse des mesures de polarisation réalisées dans ce travail, à l'aide du spectrophotomètre, nécessite une bonne compréhension de certains phénomènes physiques. Nous rappelons en particulier, dans ce chapitre, les lois de la polarisation et de la propagation de la lumière dans un milieu anisotrope, ainsi que leurs représentations mathématiques.

2.1. Ondes lumineuses polarisées

2.1.1. Nature ondulatoire de la lumière et notion de polarisation

Les phénomènes lumineux étudiés ici sont correctement expliqués en considérant la nature ondulatoire de la lumière qui est une onde électromagnétique transversale, se propageant dans le vide à la vitesse c (comme toute onde électromagnétique). Ce champ spatio-temporel est formé du couple champ électrique $\mathbf{E}(x, y, z, t)$ et champ magnétique $\mathbf{H}(x, y, z, t)$. L'étude de la polarisation de la lumière impose la prise en compte de ce caractère vectoriel du champ électrique dont la propagation dépend des propriétés optiques des milieux. Les champs $\mathbf{E}$ et $\mathbf{H}$ sont perpendiculaires entre eux, déterminent un plan appelé plan d'onde, et vibrent en phase ; le champ $\mathbf{E}$ est aussi appelé vecteur lumineux.

De manière générale, pour une source classique (source thermique, lampe spectrale, arc, diode électroluminescente...), l'émission est par nature incohérente. Bien que chaque centre émetteur rayonne à chaque instant une onde électromagnétique ayant une direction de champ $\mathbf{E}$ bien définie (durant un temps très court de l'ordre de 10^{-10} s), ces centres émettent dans toutes les directions, avec des phases et des directions du champ $\mathbf{E}$ aléatoires. On ne peut plus parler d'onde unique mais de superposition incohérente d'ondes. Dans ce cas, la lumière est émise de façon désordonnée et elle est dite naturelle ou non polarisée. En un point de l'espace, elle peut être représentée par un vecteur champ électrique $\mathbf{E}$ dont la direction évolue très rapidement dans le temps et cela de manière aléatoire.

La notion de polarisation date de 1669. Un cristal que l'on venait de découvrir, actuellement appelé *calcite* (figure 2.1), montra la propriété remarquable de produire par transmission deux images d'un objet. Cette séparation de la lumière, ou double réfraction, fut étudiée par Huygens dans le cadre de sa théorie des ondes. Il fallut attendre 1817, pour que **Thomas Young** tire de cette découverte l'idée que la lumière est une onde transversale.

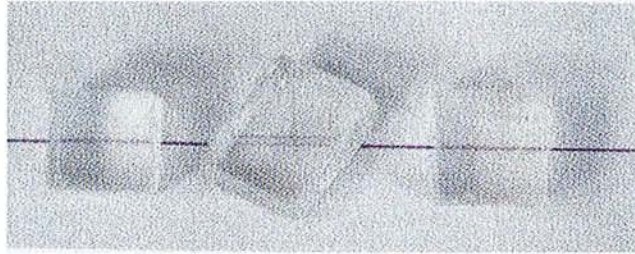


Figure 2.1 : Cristaux de chlorure de potassium, de carbonate de calcium (*calcite*) et de chlorure de sodium. Seule la *calcite* produit une double image (d'après E. Hecht(2)).

De façon plus intuitive, prenons l'exemple d'une corde tendue horizontalement. Si nous agissons son extrémité vers le haut puis vers le bas dans un plan vertical, nous produirons une onde qui se propage le long de la corde (figure 2.2). La corde se déforme tout en restant dans le même plan vertical, nous disons dans ce cas que l'onde est polarisée de façon linéaire ou rectiligne dans ce plan. Tout point de la corde vibre dans une direction verticale, donc transversale (orthogonale à la direction horizontale de propagation). Le plan dans lequel la corde oscille est le plan de polarisation. Dans le cas des ondes électromagnétiques transversales, le champ électrique oscille et il est orthogonal à la direction de propagation.

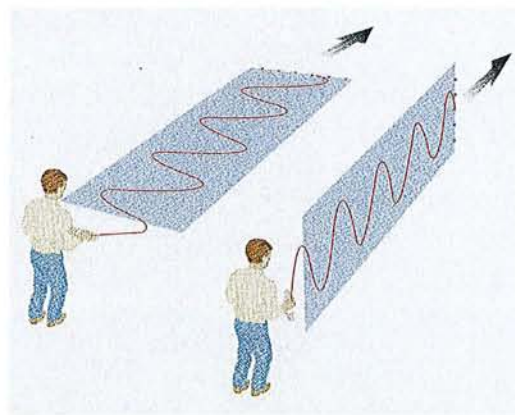


Figure 2.2 : Profil instantané d'ondes polarisées Linéairement (d'après E. Hecht(2))

Il est possible aussi que le champ électrique tourne autour de la direction de propagation, son extrémité décrivant dans un plan d'onde un cercle ou une ellipse, l'onde est alors polarisée circulairement ou elliptiquement. Si $\mathbf{E}$ tourne dans un plan d'onde, dans le sens des aiguilles d'une montre (l'observateur regardant la source), l'onde est polarisée circulairement ou elliptiquement à droite et si $\mathbf{E}$ tourne dans le sens contraire des aiguilles d'une montre, elle est polarisée circulairement ou elliptiquement à gauche. Chaque état entretenu de l'onde est connu comme un état de polarisation. Ainsi on peut distinguer des états de polarisation rectiligne, circulaires et elliptiques droits ou gauches.

2.1.2 Cas de la lumière naturelle

Dans le cas d'une source ordinaire formée d'un très grand nombre d'atomes plus ou moins indépendants, chaque atome émet un train d'ondes qui dure moins de 10^{-8} s, et toutes ces ondes n'ont aucune corrélation de phase ou d'orientation l'une avec l'autre (figure 2.3). Le champ résultant en un point donné de l'espace est la somme géométrique de tous ces trains d'ondes séparés ; il change constamment avec le passage de nouveaux trains d'ondes. Par conséquent l'onde résultante, bien qu'elle ait une certaine polarisation à chaque instant, voit son état de polarisation varier très rapidement et d'une façon très désordonnée. Il ne dure pas plus qu'une dizaine de nanosecondes, il n'est pas donc observable. Nous disons que cette lumière est non polarisée ou naturelle, bien qu'au sens strict du terme, la lumière ait toujours une polarisation instantanée.

Bien souvent, la lumière que nous recevons est partiellement polarisée : c'est un mélange de lumière polarisée et de lumière non polarisée. C'est le cas de la lumière du ciel.

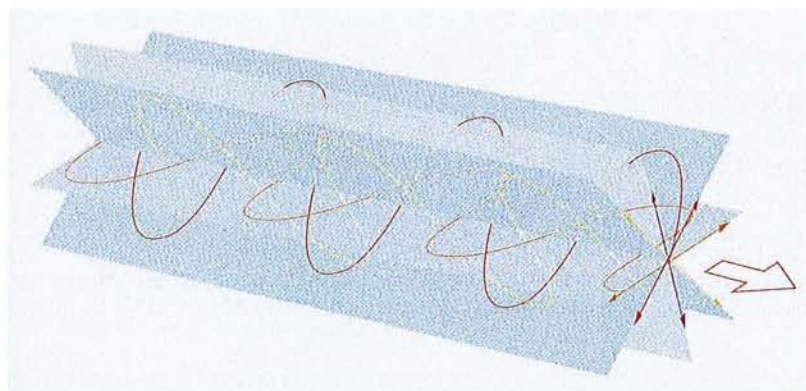


Figure 2.3 : La lumière naturelle (d'après E. Hecht(2))

On peut concevoir la lumière non polarisée de plusieurs façons. La plus simple consiste à la considérer comme une superposition d'un grand nombre d'ondes de toutes les amplitudes et linéairement polarisées dans toutes les directions, le tout changeant rapidement et aléatoirement. Le champ électrique instantané résultant varie avec le temps et en chaque point en sautant promptement d'une orientation à l'autre et d'une amplitude à l'autre, tout en restant orthogonal à la direction de propagation. Ce que l'on traduit analytiquement de la façon suivante :

Oz est la direction de propagation de l'onde dans le vide ou dans l'air, Ox et Oy sont les deux axes rectangulaires dans le plan d'onde, lui-même perpendiculaire à Oz. A tout instant, il est possible d'écrire les composantes du champ électrique E, en un point du plan d'onde ;

$$E_x(t, M) = a_x(t) \cos(\omega_0 t - \theta_x(t))$$

$$E_y(t, M) = a_y(t) \cos(\omega_0 t - \theta_y(t))$$

$$\omega_0 \text{ est la pulsation de l'onde : } \omega_0 = \frac{2\pi}{T} = 2\pi \frac{c}{\lambda_0}$$

Au cours du temps il n'existe aucune relation entre les amplitudes a_x et a_y d'une part, et les phases θ_x et θ_y d'autre part. Nous pouvons donc considérer la lumière non polarisée comme la superposition de deux ondes polarisées linéairement, dans deux directions transversales orthogonales, mais qui varient rapidement et aléatoirement. Chacune de ces deux ondes transporte la moitié de l'intensité I_0 de l'onde résultante.

2.1.3. Cas de la lumière polarisée

Les lumières émises par certains lasers, ou la lumière naturelle ayant traversé des systèmes optiques polarisants, sont totalement polarisées (figure 2.4).

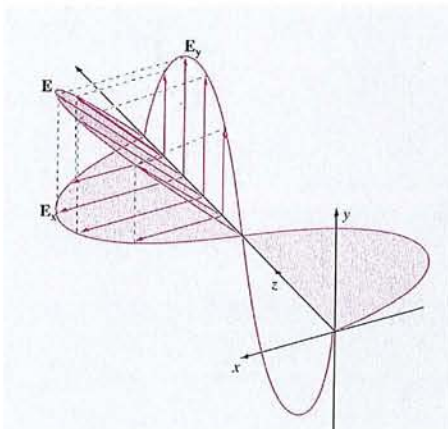


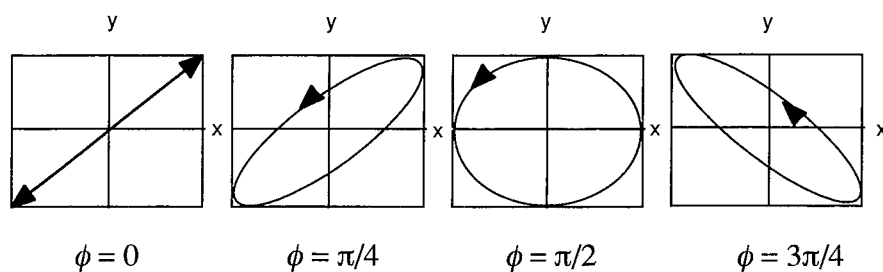
Figure 2.4 : Lumière polarisée rectilignement ; le champ E peut être considéré comme la somme vectorielle de E_x et E_y (d'après E. Hecht(2))

Considérons donc une onde plane monochromatique polarisée, de fréquence ν_0 et d'intensité I_0 , se propageant dans la direction Oz. Dans le repère cartésien Oxyz, lié au laboratoire, les composantes du champ électrique $E(t, M)$, en un point M d'un plan d'onde, s'écrivent :

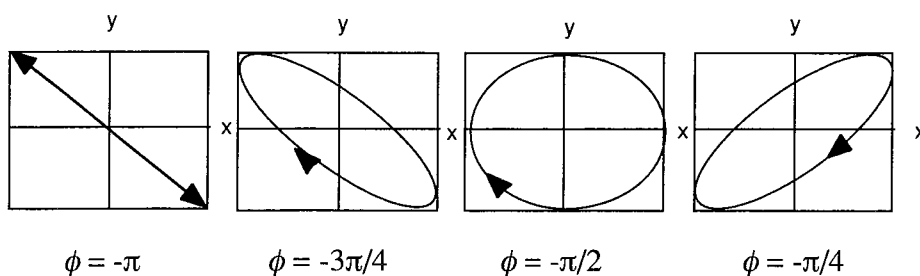
$$E_x(t, M) = a_x(t) \cdot \cos(\omega_0 t - \theta_x(t))$$

$$E_y(t, M) = a_y(t) \cdot \cos(\omega_0 t - \theta_y(t))$$

où a est l'amplitude, ω_0 la pulsation ($\omega_0 = 2\pi\nu_0$) et θ la phase. $\theta_y - \theta_x$ est le déphasage (ϕ) entre les vibrations orthogonales. Par convention, cette quantité sera prise dans l'intervalle $[-\pi, +\pi]$. Au cours du temps, il existe une relation constante entre les amplitudes d'une part et les phases d'autre part. Les figures suivantes donnent pour différentes valeurs du déphasage, la forme exacte de la polarisation de la lumière.



Ellipses gauches



Ellipses droites

Figure 2.5 : Différentes formes de l'ellipse en fonction du déphasage ϕ
(d'après R. Feynman (3))

- Si ϕ est compris entre 0 et $+\pi$, le sens de rotation est direct. La rotation est dite gauche (sens inverse des aiguilles d'une montre).
- Si ϕ est compris entre $-\pi$ et 0, le sens de rotation est rétrograde. La rotation est dite droite (sens des aiguilles d'une montre).

On dit aussi que l'ellipticité est positive dans le premier cas et négative dans le second.

2.1.4.Représentation des états de polarisation

2.1.4.1. Introduction aux vecteurs de Stokes

Nous avons choisi la représentation des états de polarisation par les vecteurs de Stokes. De fait, dans le domaine optique, seules les intensités sont directement mesurables et les paramètres de Stokes ont l'avantage de s'exprimer en fonction de grandeurs relatives aux intensités des composantes du champ électrique de l'onde ou de combinaisons de ces intensités. De plus la représentation de Stokes est particulièrement bien adaptée pour traiter l'évolution de lumière naturelle ou partiellement polarisée dans un système optique. Cette évolution des états de polarisation à travers des dispositifs optiques pourra être décrite par des opérateurs linéaires auxquels seront attachées des matrices de transfert, les matrices de Mueller (4).

2.1.4.2. Vecteurs de Stokes et degré de polarisation de la lumière.

Nous reprenons le cas d'une onde plane monochromatique, de fréquence ω_0 et d'intensité I_0 , se propageant dans la direction Oz. Dans le repère cartésien Oxyz, lié au laboratoire, les composantes du champ électrique $E(t, M)$, en un point M d'un plan d'onde, s'écrivent :

$$E_x(t, M) = a_x(t) \cdot \cos(\omega_0 t - \theta_x(t))$$

$$E_y(t, M) = a_y(t) \cdot \cos(\omega_0 t - \theta_y(t))$$

Cette onde peut être également représentée par les quatre paramètres s_0, s_1, s_2, s_3 , appelés **paramètres de Stokes** (cf. annexe 1) :

$$s_0 = \langle a_x^2 \rangle + \langle a_y^2 \rangle$$

$$s_1 = \langle a_x^2 \rangle - \langle a_y^2 \rangle$$

$$s_2 = 2 \cdot \langle a_x \cdot a_y \cdot \cos(\theta_x - \theta_y) \rangle$$

$$s_3 = 2 \cdot \langle a_x \cdot a_y \cdot \sin(\theta_x - \theta_y) \rangle$$

- $s_0 = I_0$ est toujours positif, il caractérise l'intensité de l'onde. s_1, s_2, s_3 peuvent avoir un signe quelconque, ils caractérisent la polarisation de l'onde et peuvent être exprimés à partir des mesures de trois intensités, en utilisant un polariseur rectiligne et une lame quart d'onde.
- s_1 représente la différence entre l'intensité lumineuse transmise par un polariseur laissant passer une lumière polarisée rectilignement suivant la direction Ox , et l'intensité lumineuse transmise par un polariseur qui laisse passer une lumière polarisée rectilignement suivant la direction Oy .
- s_2 représente la différence entre les intensités lumineuses transmises par des polariseurs rectilignes laissant passer des lumières polarisées rectilignement, respectivement suivant une direction située à $+45^\circ$ de Ox et une direction située à -45° de Ox .
- s_3 représente la différence entre les intensités lumineuses transmises par des dispositifs laissant passer respectivement des lumières circulaires droite et gauche.

Les quatre paramètres de Stokes ont donc une signification physique en terme d'intensité, d'où leur intérêt dans de nombreuses méthodes de caractérisation des états de polarisation au moyen d'ellipsomètres. Ils sont regroupés en une grandeur vectorielle à quatre composantes, le vecteur de Stokes S .

$$S = \begin{bmatrix} s_0 \\ s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \langle a_x^2 \rangle + \langle a_y^2 \rangle \\ \langle a_x^2 \rangle - \langle a_y^2 \rangle \\ \langle 2a_x a_y \cos(\theta_x - \theta_y) \rangle \\ \langle 2a_x a_y \sin(\theta_x - \theta_y) \rangle \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_x + I_y = I_0 \\ I_x - I_y \\ I_{45^\circ} - I_{-45^\circ} \\ I_D - I_G \end{bmatrix}$$

Le degré de polarisation P d'une lumière est défini par la relation :

$$P = \frac{\sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2}}{s_0} \quad \text{où } 0 \leq P \leq 1$$

La lumière non polarisée, dite naturelle, est considérée comme résultant de la composition de deux vibrations rectangulaires incohérentes :

$$\langle a_x^2 \rangle = \langle a_y^2 \rangle = I_0 / 2 \quad \text{et} \quad \langle \cos(\theta_x - \theta_y) \rangle = \langle \sin(\theta_x - \theta_y) \rangle = 0$$

Elle est donc caractérisée par : $s_1^2 + s_2^2 + s_3^2 = 0$ et $P=0$.

Une lumière totalement polarisée est caractérisée par la constance au cours du temps des amplitudes a_x, a_y et des phases θ_x, θ_y de ses composantes :

$$\langle a_x^2 \rangle = p^2; \langle a_y^2 \rangle = q^2; \theta_x - \theta_y = \varphi; \sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2} = s_0$$

Elle est caractérisée par $P=1$.

Dans les cas intermédiaires d'une lumière partiellement polarisée,

$$\sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2} < s_0 ; \text{ elle est caractérisée par } 0 < P < 1.$$

Il est alors facile d'étudier la variation du degré de polarisation d'une lumière traversant un dispositif optique qui joue le rôle d'opérateur représenté par une matrice 4 x 4 et fait subir au vecteur de Stokes une transformation linéaire.

2.1.5. Récapitulatif des différents états de polarisation et de leur représentation

Tableau 2.1. (d'après S. Huard(5) ($p = q = a$))

ÉTAT DE POLARISATION	REPRESENTATION TEMPORELLE	VECTEUR DE STOCKES
Rectiligne // Ox	$\begin{cases} X(t) = a \cos \omega t \\ Y(t) = 0 \end{cases}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$
Rectiligne // Oy	$\begin{cases} X(t) = 0 \\ Y(t) = a \cos \omega t \end{cases}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$
Rectiligne à $\pm 45^\circ$	$\begin{cases} X(t) = a \cos \omega t \\ Y(t) = a \cos \omega t \end{cases}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ \pm 1 \\ 0 \end{bmatrix}$
Circulaire gauche	$\begin{cases} X(t) = a \cos \omega t \\ Y(t) = a \sin \omega t \end{cases}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ +1 \end{bmatrix}$
Circulaire droite	$\begin{cases} X(t) = a \cos \omega t \\ Y(t) = -a \sin \omega t \end{cases}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ -1 \end{bmatrix}$
Elliptique	$\begin{cases} X(t) = a \cos \omega t \\ Y(t) = a \cos(\omega t - \phi) \end{cases}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ \cos \phi \\ \sin \phi \end{bmatrix}$
Non polarisé		$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$

Dans ce tableau, les vecteurs de Stokes ont été normés en imposant à l'intensité I_0 la valeur 1.

2.2. Propagation de la lumière dans un milieu diélectrique anisotrope

2.2.1. Anisotropie

De manière générale, un milieu diélectrique anisotrope est un milieu dont les propriétés optiques, et en particulier l'indice de réfraction, dépendent de la direction de vibration de l'onde électromagnétique plane s'y propageant. En fait, pour une direction de propagation fixée, on montre qu'il existe deux indices de réfraction possibles. Ces derniers sont associés à des ondes électromagnétiques ayant des états de polarisation qui peuvent se propager sans altération. Ces états de polarisation particuliers sont encore appelés, états propres pour la direction de propagation considérée(6).

Classiquement, on distingue deux types d'anisotropie optique :

- L'anisotropie linéaire dont les états propres de propagation sont les états de polarisation rectiligne,
- L'anisotropie circulaire pure dont les états propres de propagation sont les états de polarisation circulaire.

Ces deux types d'anisotropie peuvent exister en même temps dans les matériaux. Dans ce cas, les états propres de propagation sont elliptiques.

2.2.2. Notion de biréfringence

La biréfringence est une propriété particulière des matériaux anisotropes linéaires. Lorsqu'un champ électrique E traverse ce genre de substance, en raison de la nature même de la structure moléculaire, les électrons répondent plus facilement aux oscillations dans la direction parallèle à l'axe des molécules qu'ils ne répondent si le champ électrique essaie de les déplacer perpendiculairement à cet axe. Si nous appelons *axe optique* la direction de l'axe des molécules, lorsque la polarisation est dans la direction de l'axe optique, l'indice de réfraction est différent de ce qu'il serait si la direction de polarisation était perpendiculaire à celui-ci. On dit qu'une telle substance est biréfringente. Elle a deux possibilités de réfracter la lumière, c'est-à-dire deux indices de réfraction, dépendant de la direction de la polarisation à l'intérieur de la substance.

Voyons quelques exemples d'effets obtenus par une lumière polarisée à travers une substance biréfringente. Si la polarisation est parallèle à l'axe optique, la lumière va traverser avec une certaine vitesse ; si la polarisation est perpendiculaire à l'axe, la lumière est transmise avec une vitesse différente. Prenons le cas d'une lumière polarisée à 45° de l'axe optique. Une polarisation à 45° peut être représentée par une superposition de polarisations x et y d'amplitudes égales et en phase (voir figure 2.4). Puisque les polarisations x et y se déplacent avec des vitesses différentes, leurs phases changent à une vitesse différente lorsque la lumière traverse la substance. Ainsi, bien qu'au départ les vibrations x et y soient en phase, la différence de phase entre les vibrations x et y à l'intérieur du matériau est proportionnelle à la distance parcourue dans la substance. Lorsque la lumière avance dans le matériau, la polarisation varie. Si l'épaisseur de la plaque est juste suffisante pour introduire un décalage de phase de 90° entre les polarisations x et y , la lumière sortira polarisée circulairement. Une plaque de cette épaisseur est appelée une plaque quart d'onde parce qu'elle introduit une différence de phase d'un quart de cycle entre les polarisations x et y .

On peut facilement illustrer ce phénomène avec un morceau de cellophane. La cellophane est constituée de longues molécules fibreuses, elle n'est pas isotrope puisque les fibres s'orientent dans une direction préférentielle. Pour démontrer la biréfringence de la cellophane, on peut utiliser deux feuilles de polaroïd. Le polaroïd, que nous étudierons en détail plus loin, a la propriété utile de transmettre une lumière linéairement polarisée, parallèle à son axe tandis que la lumière polarisée dans une direction perpendiculaire est fortement absorbée. Si les deux feuilles de polaroïd ont leurs axes de transmission perpendiculaire l'un à l'autre sans la cellophane, aucune lumière ne traversera le système. Si l'on intercale la feuille de cellophane entre les deux polaroïds, on constate en la faisant tourner qu'une certaine quantité de lumière est transmise par le deuxième polaroïd.

2.2.3. Polariseurs et dichroïsme

2.2.3.1 Polariseurs

Un polariseur est un dispositif anisotrope qui transforme la lumière naturelle en lumière polarisée. Comme nous l'avons déjà vu, la lumière naturelle peut être considérée comme une superposition de deux ondes indépendantes, de même intensité et polarisées linéairement dans deux directions perpendiculaires. Tout dispositif qui sépare ces deux

composantes en éliminant l'une et faisant passer l'autre, produit un faisceau de lumière qui a son champ électrique oscillant dans un plan fixe, c'est-à-dire un faisceau polarisé linéairement. Un tel dispositif est un polariseur linéaire. L'orientation du faisceau polarisé est parallèle à une direction caractéristique du polariseur, appelée axe de transmission (figure 2.6).

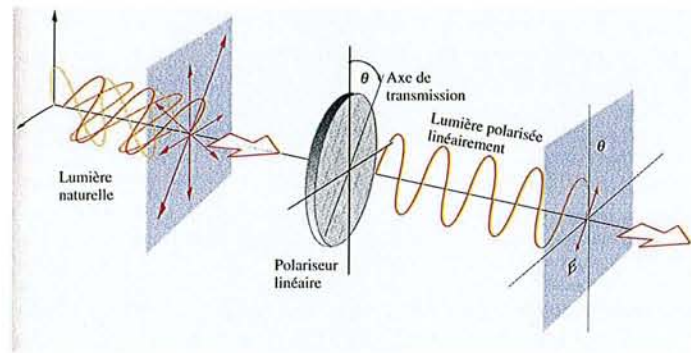


Figure 2.6 : Polarisation de la lumière (d'après E. Hecht(2))

Considérons une onde de lumière naturelle, qui se propage horizontalement dans la direction Oz et qui tombe normalement sur un polariseur dont l'axe de transmission forme un angle θ avec la verticale Oy . L'onde émergente a un champ électrique oscillant dans la direction de l'axe de transmission. Si l'on fait tourner le polariseur dans son propre plan, autour de l'axe de propagation Oz , ce qui change l'angle θ , l'axe de transmission ainsi que le champ polarisé transmis, tournent avec le polariseur. Néanmoins, le détecteur (cellule photoélectrique par exemple) indique toujours la même intensité de l'onde transmise polarisée linéairement à cause de la symétrie de la lumière naturelle.

Supposons que l'on place derrière le polariseur précédent un deuxième polariseur identique, que nous appelons analyseur, dont l'axe de transmission est vertical. Le premier polariseur transmet une onde dont le champ électrique d'amplitude E_{01} est incliné d'un angle θ . Seule la composante verticale de cette onde, $E_{01}\cos\theta$, est transmise par l'analyseur car son axe de transmission est vertical. L'intensité atteignant le détecteur est proportionnelle au carré de l'amplitude de l'onde transmise par l'analyseur, d'où la relation :

$$I = I_1 \cos^2 \theta$$

où I_1 est l'intensité transmise par le premier polariseur. C'est la loi de **Malus** (figure 2.7). En faisant tourner l'analyseur autour de l'axe Oz , on fait varier θ et l'intensité transmise varie comme $\cos^2\theta$. Elle varie donc entre une valeur nulle lorsque les deux axes de transmission

sont parallèles et une valeur minimum nulle lorsque les axes de transmission sont perpendiculaires.

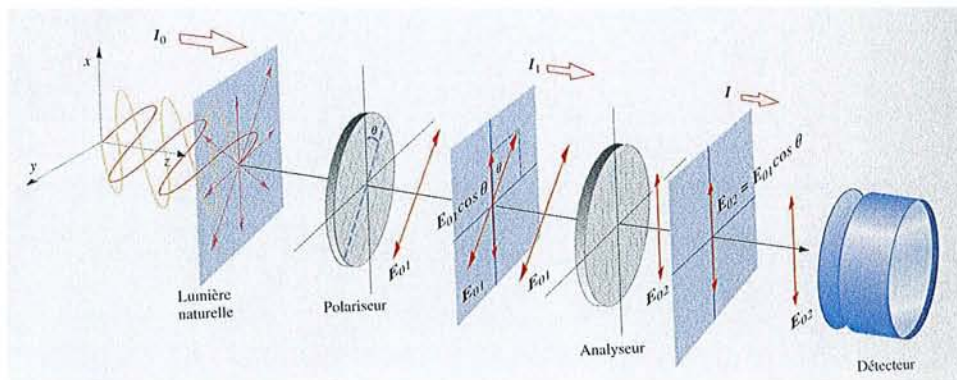


Figure 2.7 : Loi de Malus (d'après E . Hecht(2))

Il y a plusieurs types de polariseurs linéaires :

- Certains fonctionnent en absorbant de façon dissipative l'une des deux composantes perpendiculaires de polarisation linéaire de la lumière incidente, ce sont les **polaroïds**.
- D'autres utilisent le phénomène de double réfraction de certains cristaux (tel que la calcite), ce sont les **nicols** ou les **glazebrooks**.

2.2.3.2. Le dichroïsme

Le dichroïsme est la propriété de certaines substances dans lesquelles non seulement l'indice mais également le coefficient d'absorption est différent pour la lumière polarisée dans différentes directions. Par les mêmes arguments qui ont éclairé l'idée de biréfringence, il est possible de comprendre que l'absorption peut varier avec la direction dans laquelle les charges sont forcées de vibrer dans une substance anisotrope.

Pour qu'un phénomène de dichroïsme apparaisse, il est nécessaire que la substance soit biréfringente.

2.2.3.3. Exemples de dichroïsme

Grille de fils parallèles

Considérons une grille de fils conducteurs et parallèles, telle que deux fils consécutifs sont séparés par une distance inférieure à la longueur d'onde. Le champ électrique d'une onde électromagnétique incidente non polarisée peut être décomposé en deux composantes perpendiculaires et indépendantes, l'une parallèle et l'autre orthogonale aux fils (figure 2.8).

La composante parallèle déplace efficacement les électrons libres dans les fils. Il en résulte un courant oscillant vers le haut et vers le bas le long de chaque conducteur. Ces courants dissipent une certaine partie de l'énergie de l'onde par effet Joule, réduisant ainsi le champ parallèle aux fils. Par contre, la composante du champ incident orthogonale aux fils produit des courants oscillants dans cette direction mais très restreints et il n'y a presque aucun effet sur cette composante du champ, qui est ainsi presque entièrement transmise. Ces polaroïds sont utilisés en optique infrarouge.

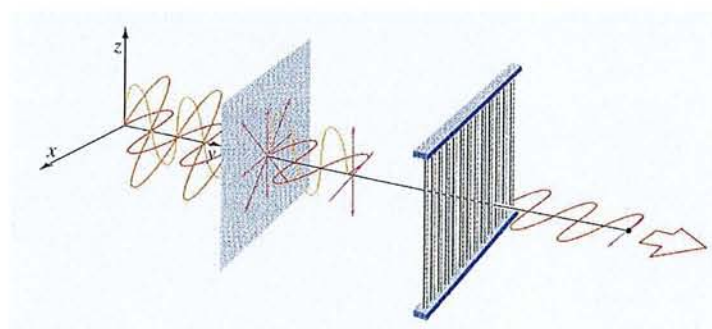


Figure 2.8 : *Onde non polarisée tombant sur une grille de fils métalliques parallèles (d'après E. Hecht(2))*

Polaroïds

En 1938, Edwin H. Land, conçut la feuille polaroïd H, qui est actuellement le polariseur linéaire le plus largement utilisé. Une feuille transparente d'alcool de polyvinyle est chauffée et étirée, alignant ainsi ses molécules d'hydrocarbure en rangées presque parallèles, formant de longues chaînes. La feuille est ensuite trempée dans une solution de teinture riche en iode. Les atomes d'iode imprègnent le plastique et s'attachent à chaque molécule polymère, formant ainsi une longue chaîne conductrice. Les électrons de conduction associés à l'iode peuvent alors se déplacer le long de chaque chaîne, d'un atome au suivant, comme si la molécule était un long fil microscopique. Le résultat est une grille de fils, un polariseur de lumière avec un axe de transmission perpendiculaire aux molécules étirées. En lumière naturelle, chaque feuille paraît un peu grise parce qu'elle absorbe environ la moitié de la lumière incidente.

III

BIRÉFRINGENCE ET DICHROÏSME DE L'OEIL

III. BIRÉFRINGENCE ET DICHROÏSME DE L'ŒIL

3.1. Des houppes de Haidinger à l'analyse du dichroïsme rétinien

Le phénomène entoptique, connu actuellement sous le nom de « houppes de Haidinger » fut décrit pour la première fois par **Haidinger** dans une série d'articles publiés entre 1844 et 1854. Ce phénomène était vu en lumière blanche polarisée et consistait en l'observation autour du point de fixation, de figures en forme de houppes jaunes et bleues(7-9). **Helmholtz**, expliquant les houppes, a défini la rétine comme un analyseur radial de polarisation(10). Cet analyseur serait matérialisé par les fibres de Henlé orientées radialement autour de la macula et qui possèdent des propriétés de biréfringence et de dichroïsme. Ces houppes sont observées dans les 4° centraux de la macula, coïncidant à la zone du pigment xanthophylle.

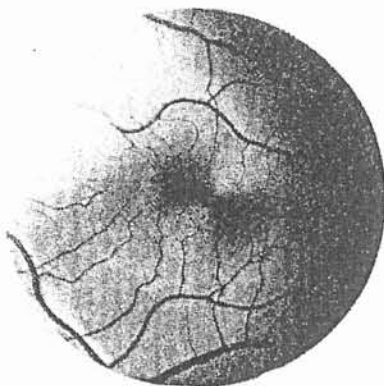


Figure 3.1 : Houppes obtenues chez un sujet sain à 500nm (d'après Hocheimer).

De Vries en 1953 puis **Stanworth** et **Naylor**, en 1954, ont montré que les variations d'absorption de la lumière observées au niveau de la rétine correspondaient à la courbe d'absorption du pigment maculaire (11, 12). **Bone** et **Landrum** en 1984 ont précisé que le pigment responsable du dichroïsme était probablement la lutéine dont les molécules étaient alignées régulièrement dans la bicouche lipidique constituant la membrane des fibres de Henlé(13). Cette dernière hypothèse est inspirée des idées de dichroïsme de forme introduite dès 1970 par **Summers** qui a proposé une explication du phénomène des houppes, basée sur l'anisotropie de la structure rétinienne indépendamment du pigment maculaire(14). **Hochheimer**, entre 1978 et 1982, fait avancer l'idée du dichroïsme de forme en décrivant un phénomène proche des houppes qu'il appelle la " croix maltèse " obtenue avec des sources

phénomène proche des houppes qu'il appelle la " croix maltèse " obtenue avec des sources lumineuses jaune ou rouge dans un domaine de longueurs d'onde où le dichroïsme lié au pigment maculaire (500nm) est nul(15, 16). **Hemenger** en 1982 et **Van Blokland** en 1987 confirment ces hypothèses. Ce dernier évalue la biréfringence rétinienne en utilisant les matrices de **Mueller** en ellipsométrie et montre un déphasage entre deux vibrations respectivement parallèle et perpendiculaire à l'axe des fibres de Henlé(17) (18). De fait, la rétine se comporte comme un cristal uniaxe positif avec son axe lent parallèle aux fibres.

L'ensemble de ces expérimentations tend à prouver qu'il existe au niveau rétinien deux types de dichroïsme distincts. L'un, appelé " dichroïsme intrinsèque ", est lié à l'arrangement moléculaire des pigments de la macula et l'autre, appelé " dichroïsme de forme ", est issu de la structure de la couche des fibres optiques.

3.2. Biréfringence de la cornée

Le stroma représente 90 % de l'épaisseur cornéenne. C'est une structure particulière, parfaitement transparente qui confère à la cornée ses propriétés de résistance. Il est aussi à l'origine de la biréfringence cornéenne. L'organisation stromale est complexe et très comparable d'une espèce à l'autre. Chez l'homme, l'organisation stromale est sensiblement moins développée que chez la plupart des mammifères (19). On y retrouve un empilement de lamelles de tissu conjonctif (figure 3.2) au nombre, variable selon les descriptions, de 100 à 250, chacune faisant 1 à 2 μm d'épaisseur. Ces lamelles sont indépendantes et de direction variable, elles forment un entrecroisement à la façon d'un cannage (20).

Les fibrilles de collagène (figure 3.1) qui les composent restent dans le même plan et ne changent pas de direction à l'intérieur d'une même lamelle. La fibrille de collagène est l'élément de base unitaire du stroma cornéen. Son diamètre moyen est $255 \text{ \AA} \pm 15 \text{ \AA}$ (21). Le diamètre augmente d'environ 30 $\text{\AA}$, de la membrane de Bowman à la membrane de Descemet. Il ne semble pas en revanche y avoir de variation de diamètre du centre vers la périphérie. Le diamètre interfibrillaire serait de 487 $\text{\AA}$ (22). Les fibrilles de collagène baignent dans une substance protéique.

La substance fondamentale est difficilement visible en ultrastructure. Elle est faite de plusieurs macromolécules : collagène, protéoglycane et glycoprotéine (23). Les fibrocytes sont peu nombreux, situés entre les faisceaux de collagène. Par ailleurs, les indices de réfraction ont été évalués au sein d'une lamelle stromale, il existe une différence notable entre

le collagène ($n=1,55$) et la substance fondamentale ($n=1,34$) qui caractérise bien l'anisotropie (24).

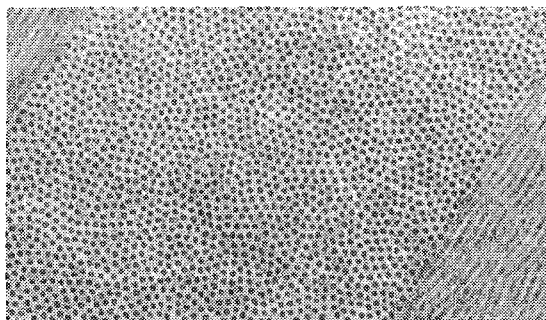


Figure 3.1 : *Fibrilles de collagène*

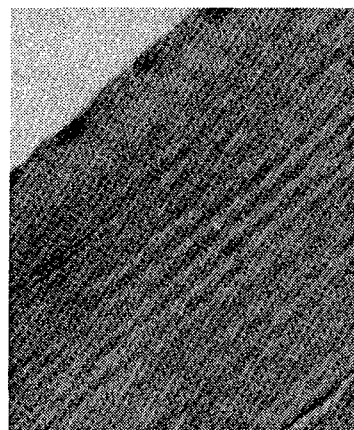


Figure 3.2 : *Lamelles stromales*

(d'après H. Saraux (20))

La complexité de l'architecture stromale de la cornée a conduit les auteurs à des interprétations diverses de sa biréfringence. **Brewster** en 1815 puis **Valentin** en 1861 ont, les premiers, mis en évidence l'anisotropie cornéenne en observant des variations de la polarisation entre deux polariseurs(25, 26). **Wiener** en 1912 parle de biréfringence de forme et compare le comportement cornéen à celui d'un cristal uniaxe. Il montre que la biréfringence d'une lamelle stromale est égale à la somme des biréfringences des fibrilles de collagène. L'axe optique de cette biréfringence lamellaire est dans l'axe des fibrilles(27). Puis **Stanworth** et **Naylor** en 1953 ont montré que la biréfringence totale du stroma est égale à la moitié de la biréfringence d'une seule lamelle de tissu conjonctif, l'ensemble étant équivalent à un cristal uniaxe dont l'axe optique est perpendiculaire au stroma. Ils ne retrouvent aucun déphasage pour un faisceau lumineux d'incidence normale à la cornée. Dans le cas où le faisceau fait un angle avec la normale, le déphasage observé suit la relation établie par **Born** et **Wolf** (6, 28) :

$$\delta = 2\pi\rho(n_e - n_s)\sin^2 \theta / \lambda$$

où δ est le déphasage en radians, ρ est le parcours dans la cornée, θ est l'angle entre le faisceau lumineux et la cornée, λ est la longueur d'onde du faisceau, n_e est l'indice de réfraction le long de l'axe optique et n_s est l'indice de réfraction moyen du stroma. Ces propositions ne tiennent que si les lamelles cornéennes sont orientées de façon purement aléatoire. **McCally** et **Farrell** en 1982 puis **Van Blokland** et **Verhelst** en 1987 ont montré

que le déphasage diminue en nasal et en temporal de la cornée alors qu'il augmente dans les zones inférieures et supérieures. Ceci serait expliqué par une orientation semi aléatoire des lamelles stromales, qui confère à la cornée une biaxialité avec un axe lent dans le plan cornéen au centre et un deuxième axe lent dans l'axe de propagation, perpendiculaire au plan pupillaire, pour les points plus excentriques (29, 30).

Les hypothèses sur la biréfringence cornéenne varient selon les auteurs. Il n'y a pas de consensus sur un modèle applicable. Dans ce travail, nous abordons la biréfringence cornéenne directement par la recherche d'un dichroïsme qui pourrait interférer dans nos explorations des fibres optiques, sachant qu'il n'y a pas de dichroïsme sans biréfringence.

3.3. Qu'en est-il du cristallin ?

Plusieurs auteurs se sont intéressés au cristallin pensant que sa structure particulière pourrait lui conférer une biréfringence quantifiable. Le cortex cristallinien est un empilement régulier de fibres d'une épaisseur d'environ 8 μm alors que les fibres nucléaires ont une organisation plus anarchique.

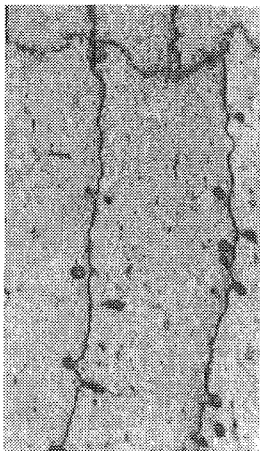


Figure 3.3 : *Fibres du cristallin en microscopie électronique.*
(d'après H. Saraux (20))



Figure 3.4 : *Cellules épithéliales et fibres cristalliniennes.*
(d'après H. Saraux (20))

Les travaux de **Bettelheim** en 1975 (31) ou de **Weale** en 1979 (32) sont en accord pour affirmer que la biréfringence totale du cristallin est environ dix fois inférieure à celle de la cornée central.

Le cortex cristallinien exerce des forces de compression sur le noyau. Ces forces mettent le cortex en tension par action mutuelle. **Lenhard** (1934) (33) a montré après décortication du cristallin que la biréfringence observée n'est due qu'au cortex mais que celle-ci augmente lorsqu'il est mis en tension par le noyau. En outre, des changements de signe de la biréfringence sont observés entre les expériences *in vitro* et *in vivo*.

IV

MATÉRIEL ET MÉTHODE

IV. MATÉRIEL ET MÉTHODE

4.1. Choix du modèle

Nous avons choisi de travailler sur des yeux de mouton qui présentent plusieurs avantages. Leur rigidité sclérale permet une bonne tenue du globe même après sclérectomie, la transparence cornéenne se prolonge plusieurs heures après énucléation, il est, de plus, relativement aisé de s'en procurer. Nous avons aussi travaillé sur des yeux de bœuf qui se prêtent bien à nos manipulations mais depuis les problèmes liés à l'encéphalopathie spongiforme bovine, les abattoirs refusent de nous en procurer. Nous avons réalisé quelques mesures avec des yeux de porc mais la cornée, très épaisse, s'œdématise très rapidement après l'enucléation. L'œil de lapin, couramment utilisé en expérimentation ophtalmologique, présente une sclère trop fine et une rétine trop fragile pour notre protocole.

L'œil de mouton adulte (figure 4.1) possède une longueur axiale de 28 à 30 mm, un diamètre de 30 mm et un volume 4,3 cc. L'épaisseur sclérale est plus importante au pôle postérieur et au limbe, variant de 1 à 1,5 mm, alors qu'à l'équateur, elle est de 0,5 mm. La cornée a un grand axe horizontal d'environ 27 mm et un axe vertical de 20 mm. Son épaisseur varie de 0,5 mm au centre à 0,6 mm en périphérie. L'épaisseur stromale est d'environ 400 μm . La rétine fait de 250 μm d'épaisseur au centre à 100 μm en périphérie. Les photorécepteurs sont essentiellement des bâtonnets, les cônes sont rares et plutôt périphériques. L'organisation des couches rétinienne est très proche de celle observée chez l'homme de même que l'aspect du fond d'œil(34).



Figure 4.1 : Œil de mouton.

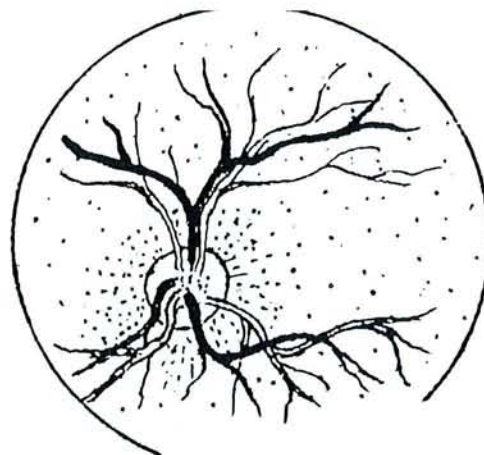


Figure 4.2 : Aspect du fond d'œil de mouton.
(D'après J.H. Prince (34))

4.2. Le spectrophotomètre, principe et montage

Les mesures de dichroïsme sont réalisées, en transmission, à l'aide d'un spectrophotomètre de type ATI-UNICAM UV/VIS. Nous plaçons l'échantillon dans la cuve du spectrophotomètre sur le trajet d'un faisceau de lumière monochromatique polarisé d'intensité (I_0). Nous avons aménagé cette cuve avec un dispositif de notre conception, intégrant plusieurs éléments : un support d'échantillon, un rail de déplacement de l'échantillon qui permet d'optimiser le positionnement de l'échantillon dans l'axe du faisceau et qui permet de le décentrer latéralement, un polariseur Glazebrook (P), un dispositif optique qui permet d'obtenir un faisceau parallèle et diaphragmé, de 1 mm de large sur 2 mm de haut.

L'intensité lumineuse est mesurée à la sortie de l'échantillon (I_T). L'analyse de polarisation se fait selon deux axes, vertical et horizontal, grâce au polariseur P placé avant l'échantillon. Le spectrophotomètre donne directement les valeurs des transmittances ($T\% = 100 I_T/I_0$) qui sont converties en valeurs de dichroïsme par calcul.

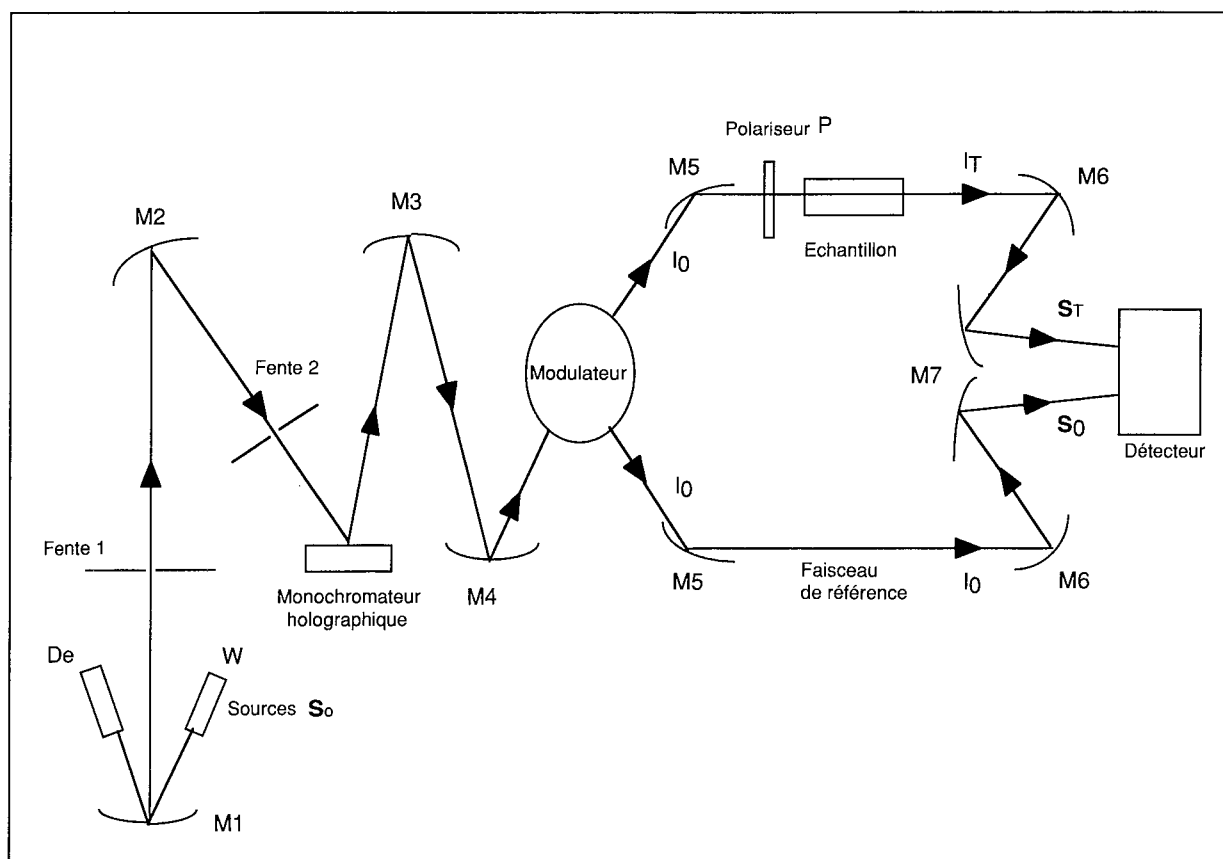


Figure 4.3 : Schéma optique du spectrophotomètre (M1 à 7 : miroirs, S_0 et S_T : vecteurs d'onde)

Nous utilisons la source au tungstène (W) sur une gamme spectrale allant de 500 à 700 nm. Le faisceau passe par un monochromateur à réseau holographique originel de 1200 traits/mm. Un modulateur permet ensuite de distribuer le faisceau alternativement vers l'échantillon ou vers la référence. La précision photométrique est de $\pm 0,005$ A à 1A, le bruit est inférieur à 0,0001 A.

Les calculs sont effectués par un microcalculateur intégré utilisant le logiciel *VISION* v3.4 0 sous environnement Windows.



Figure 4.4 : *Spectrophotomètre, vue d'ensemble.*

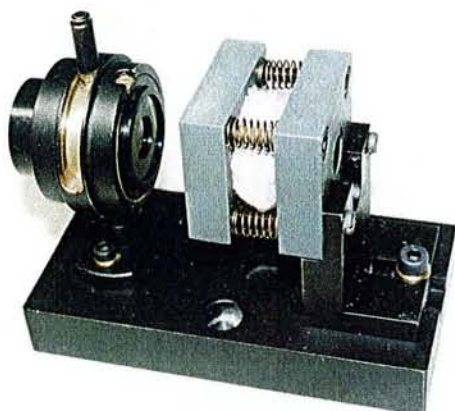


Figure 4.5 : *Ce dispositif permet d'aligner le polariseur et l'échantillon à mesurer.*

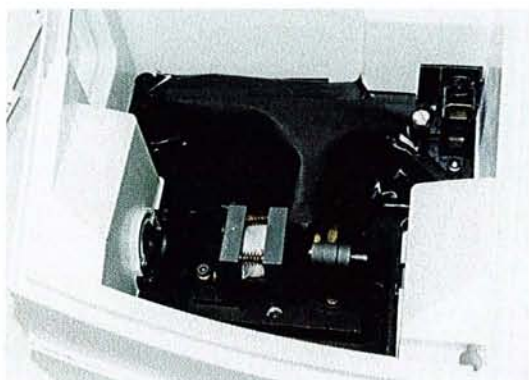


Figure 4.6 : *Dispositif placé dans le spectrophotomètre.*

4.3. Protocole

Les yeux sont obtenus juste après l'énucléation. Cinq types de mesures sont faites :

- Oeil entier
- Corps vitré seul
- Cornée seule
- Cristallin seul
- Humeur aqueuse seule

Les mesures sur l'œil entier sont réalisées dans les 4 heures qui suivent l'énucléation. La relative stabilité des milieux transparents par rapport à la rétine, nous permet des mesures un peu plus tardives de ceux-ci.

4.3.1. Mesures sur l'œil entier :

Les mesures sont pratiquées sur cinq yeux. Nous réalisons une fenêtré sclérale postérieure à l'aide d'un trépan circulaire de 8 mm (figure 4.2), complétée aux ciseaux à cornée. Cette sclérectomie est située à proximité du nerf optique, au niveau des arcades vasculaires, de manière à englober une zone riche en fibres nerveuses tout en restant assez proche de l'axe visuel. Puis la choroïde et l'épithélium pigmentaire sont décollés à l'aide d'une aiguille 30 Gauges pour mettre la rétine à nu (figure 4.3). Nous plaçons l'œil dit "complet" dans un boîtier de centrage de notre conception et nous réalisons les mesures d'absorption. Les yeux sont toujours placés dans le même sens et le même axe, grand axe cornéen vertical.



Figure 4.7 : *Fenêtré sclérale, la choroïde est à nu, le nerf optique est à gauche.*



Figure 4.8 : *La rétine est mise à nu, on distingue bien sa vascularisation.*

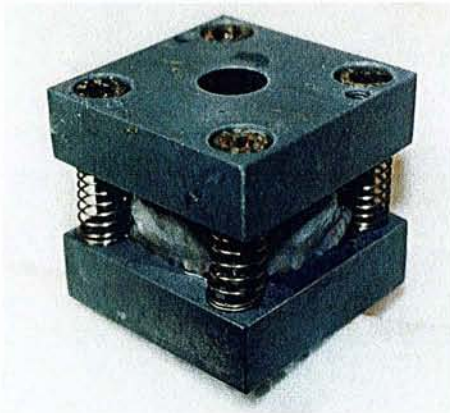


Figure 4.9 : *Boîtier de positionnement et de centrage.*

4.3.2. Mesures sur le corps vitré :

Une fois les mesures faites, rétine en place, nous réalisons une ouverture du globe par incision circulaire à 10 mm du limbe et nous prélevons le corps vitré. Celui-ci est placé dans une cuve en quartz. Cette phase de la procédure nous permet d'observer le fond d'œil et la position exacte de la fenêtre sclérale par rapport à la papille et aux arcs vasculaires.



Figure 4.10 : *Reflet turquoise du fond d'œil, plis rétiens autour de la fenêtre sclérale, papille visible à gauche.*



Figure 4.11 : *Vitré dans la cuve.*

4.3.3. Mesures sur la cornée :

La cornée, prélevée avec une collerette sclérale, est placée dans une coupole. Il nous est alors possible de l'introduire dans le compartiment des échantillons du spectrophotomètre. Un rail de déplacement latéral de l'échantillon a permis la réalisation de plusieurs types de mesures :

- Mesures sur les cornées des 5 yeux précédents, centrées et grand axe horizontal
- Mesures sur une cornée, centrée puis décentrée de 1 mm, 2 mm et 3mm :
 - Grand axe vertical
 - Grand axe horizontal
- Mesures sur une cornée, centrée puis décentrée de 1 mm, 2 mm, 3mm et 4 mm :
 - Grand axe vertical
 - Grand axe horizontal
- Mesures sur une cornée centrée et orientée à 45° autour de l'axe du faisceau lumineux



Figure 4.12 : *Cornée avec sa collerette.*

4.3.4. Mesures sur le cristallin

Le cristallin est prélevé en intracapsulaire et plongé dans une cuve remplie d'une solution saline de type BSS®. A l'intérieur de la cuve, il est installé, sans contrainte, dans un boîtier qui le maintient de façon à ce que le plan équatorial soit perpendiculaire à l'axe du faisceau lumineux. Deux types de mesures sont réalisées :

- Mesure centrée
- Mesure décentrée de 2 mm

4.3.5. Mesures sur l'humeur aqueuse

L'humeur est prélevée par ponction de chambre antérieure à l'aiguille 30 Gauges et versée dans une cuve en quartz identique à celle utilisée pour le corps vitré.

4.4. Méthode de calcul du Dichroïsme

Le faisceau de lumière non polarisé issu de la source, d'intensité I_0 , est décrit par le vecteur de Stokes S_0 . L'action du polariseur P dont la direction de transmission fait un angle θ avec l'axe de référence Ox, est décrit par la matrice de Mueller $M_p(\theta)$ (cf. annexe 2). L'état de polarisation de l'onde transmise par P est représenté par le vecteur S_1 (fig. 4.13).

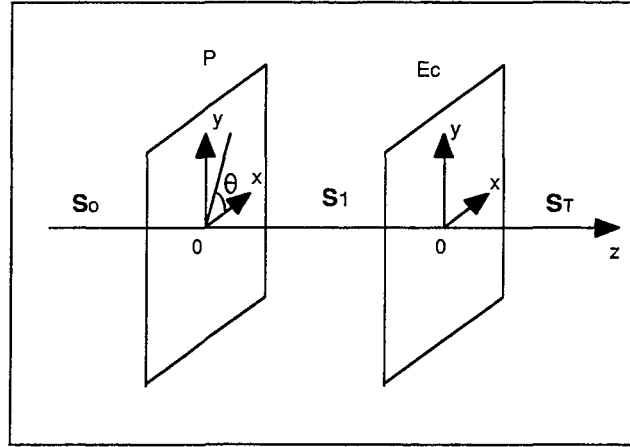


Figure 4.13

$$S_1 = M_p(\theta) \times S_0 = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \cos 2\theta & \sin 2\theta & 0 \\ \cos 2\theta & \cos^2 2\theta & \cos 2\theta \sin 2\theta & 0 \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta \sin 2\theta & \sin^2 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} S_{0,0} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \frac{I_0}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ \cos 2\theta \\ \sin 2\theta \\ 0 \end{bmatrix}$$

L'action de l'échantillon étudié Ec est décrite par la matrice de Mueller M_{Ec} . Le faisceau émergent est alors caractérisé par le vecteur S_T .

$$S_T = M_{Ec} \times S_1 = \exp(-2\kappa'' l) \begin{bmatrix} \cosh 2\kappa' l & \sinh 2\kappa' l & 0 & 0 \\ \sinh 2\kappa' l & \cosh 2\kappa' l & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \psi & -\sin \psi \\ 0 & 0 & \sin \psi & \cos \psi \end{bmatrix} \times \frac{I_0}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ \cos 2\theta \\ \sin 2\theta \\ 0 \end{bmatrix}$$

où :

$$\psi = (2\pi/\lambda)(n_y - n_x)l$$

λ est la longueur d'onde du faisceau lumineux incident, l est l'épaisseur de l'échantillon d'indices de réfraction n_y et n_x , avec $n_y > n_x$ quand l'axe lent est parallèle à Oy

$$\kappa' = (1/2) (\kappa_y - \kappa_x)$$

$$\kappa'' = (1/2) (\kappa_y + \kappa_x)$$

κ_y et κ_x sont les coefficients d'atténuation des amplitudes des ondes polarisées rectilignement suivant les directions Oy et Ox, $\kappa_y > \kappa_x$.

$(n_y - n_x)$ caractérise la biréfringence de l'échantillon,

$(\kappa_y - \kappa_x)$ caractérise le dichroïsme.

$$S_T = \frac{I_0}{2} \exp(-2\kappa'' l) \begin{vmatrix} \cosh 2\kappa' l + \cos 2\theta \sinh 2\kappa' l \\ \sinh 2\kappa' l + \cos 2\theta \cosh 2\kappa' l \\ \sin 2\theta \cos \psi \\ \sin 2\theta \sin \psi \end{vmatrix} = \begin{bmatrix} s_{0,T} \\ s_{1,T} \\ s_{2,T} \\ s_{3,T} \end{bmatrix}$$

L'intensité I_T détectée par le photomultiplicateur est donnée par $S_{0,T}$

$$I_T = s_{0,T} = \frac{I_0}{2} \exp(-2\kappa'' l) \times (\cosh 2\kappa' l + \cos 2\theta \sinh 2\kappa' l)$$

$$I_T = \frac{I_0}{2} \exp(-(\kappa_y - \kappa_x)l) \times$$

$$\left\{ \frac{1}{2} \left[\exp((\kappa_y - \kappa_x)l) + \exp(-(\kappa_y - \kappa_x)l) \right] + \cos 2\theta \times \frac{1}{2} \left[\exp((\kappa_y - \kappa_x)l) - \exp(-(\kappa_y - \kappa_x)l) \right] \right\}$$

$$I_T = \frac{I_0}{2} \left[\exp(-2\kappa_y l) \sin^2 \theta + \exp(-2\kappa_x l) \right] \cos^2 \theta$$

Selon les directions de transmission du polariseur (verticale : $\theta = \pi/2$ ou horizontale :

$\theta = 0$) les intensités ont pour expressions :

$$I_T(0) = \frac{I_0}{2} \exp(-2\kappa_x l) = I_x$$

$$I_T\left(\frac{\pi}{2}\right) = \frac{I_0}{2} \exp(-2\kappa_y l) = I_y$$

Le dichroïsme linéaire s'exprime comme la différence des intensités lumineuses transmises selon les deux axes perpendiculaires du polariseur, normalisée par leur somme :

$$DL = \frac{I_y - I_x}{I_y + I_x} = \frac{\exp(-2\kappa_y l) - \exp(-2\kappa_x l)}{\exp(-2\kappa_y l) + \exp(-2\kappa_x l)}$$

$$DL = \frac{\exp((\kappa_x - \kappa_y)l) - \exp(-(\kappa_x - \kappa_y)l)}{\exp((\kappa_x - \kappa_y)l) + \exp(-(\kappa_x - \kappa_y)l)}$$

$$DL = \tanh((\kappa_x - \kappa_y)l) < 0$$

Les résultats sont exprimés par le spectrophotomètre en transmittance ($T(\%) = 100 \frac{I_T}{I_0}$). Nous convertissons ensuite ces valeurs de transmittance en valeurs de dichroïsme linéaire (DL).

Par convention et afin de pouvoir comparer tous les résultats et les actions combinées des différentes structures anatomiques de l'œil, nous avons posé le sens du calcul du dichroïsme comme suit :

- Oeil entier : $DL = \frac{I_{\perp \text{ fibres}} - I_{\parallel \text{ fibres}}}{I_{\perp \text{ fibres}} + I_{\parallel \text{ fibres}}}$
- Cornée : $DL = \frac{I_{GA} - I_{PA}}{I_{GA} + I_{PA}}$ avec GA = Grand Axe cornéen et PA = Petit Axe cornéen
- Cristallin, humeur aqueuse et corps vitré :

$$DL = \frac{I_{PH} - I_{PV}}{I_{PH} + I_{PV}} \text{ avec PH = Polariseur Horizontal et PV = Polariseur Vertical}$$

V

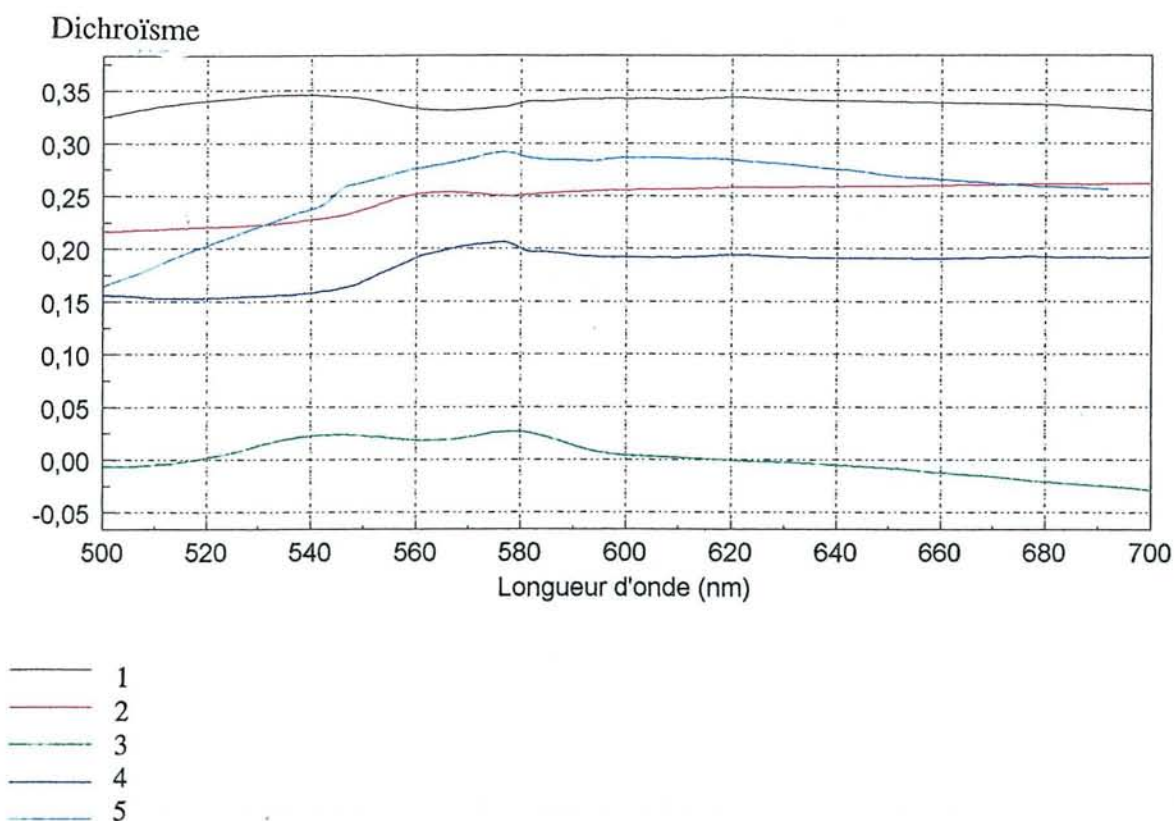
RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

V. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Les résultats sont rapportés sous forme de courbes spectrales. Pour chaque graphique, on trouve, en ordonnées, les valeurs de dichroïsme et en abscisses, la longueur d'onde en nm. Le dichroïsme est exprimé sans unité car il s'agit d'un rapport d'intensités (cf. §4.3.3.).

5.1. Etude du dichroïsme de l'œil entier :

Le graphique 1 présente les courbes de dichroïsme obtenues pour les cinq yeux mesurés. Les valeurs de dichroïsme sont comprises entre 0,15 et 0,35 pour quatre des cinq yeux (n°1,2,4 et 5) alors qu'un œil (n°3) ne montre aucun dichroïsme. On constate les faibles variations du dichroïsme en fonction de la longueur d'onde. Les plus importantes sont de l'ordre de 0,05.

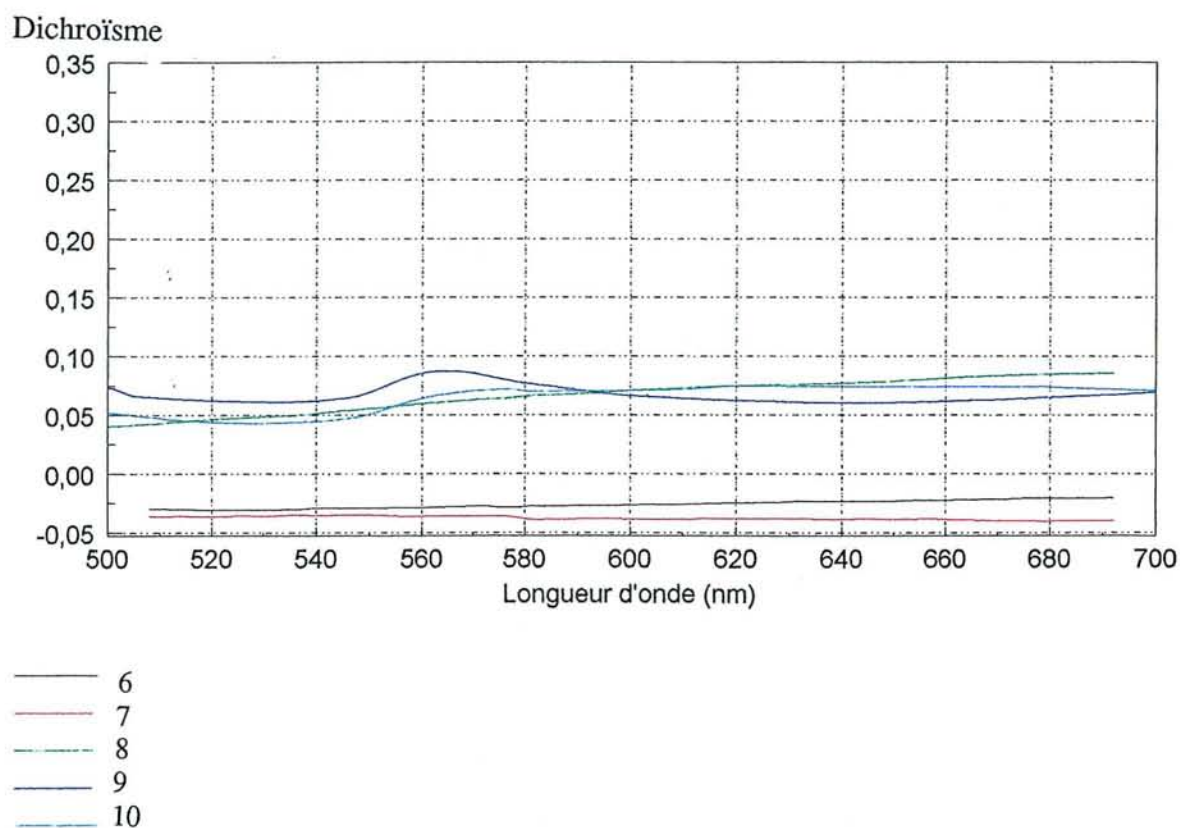


Graphique 1

5.2. Etude du dichroïsme cornéen :

5.2.1. Mesures de la cornée centrée

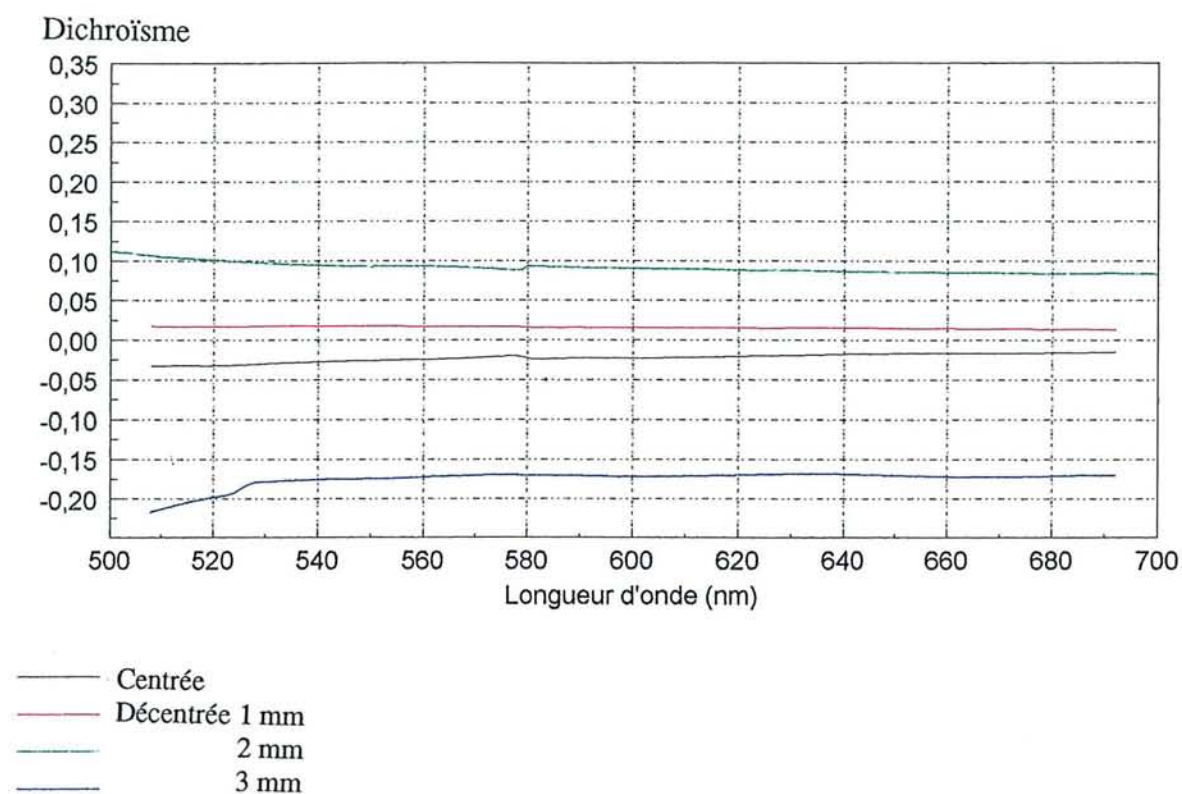
Le **graphique 2** présente les courbes de dichroïsme obtenues respectivement pour les cornées des 5 yeux précédents, centrées sur l'axe de la source. Dans l'intervalle de longueur d'onde, le dichroïsme varie entre $-0,250$ et $-0,04$ pour les cornées n° 6 et 7 et entre $0,04$ et $0,08$ pour les cornées 8,9 et 10, sans fluctuation marquée en fonction de la longueur d'onde. A 630 nm , les valeurs du dichroïsme varient de $-0,035$ à $0,075$.



Graphique 2

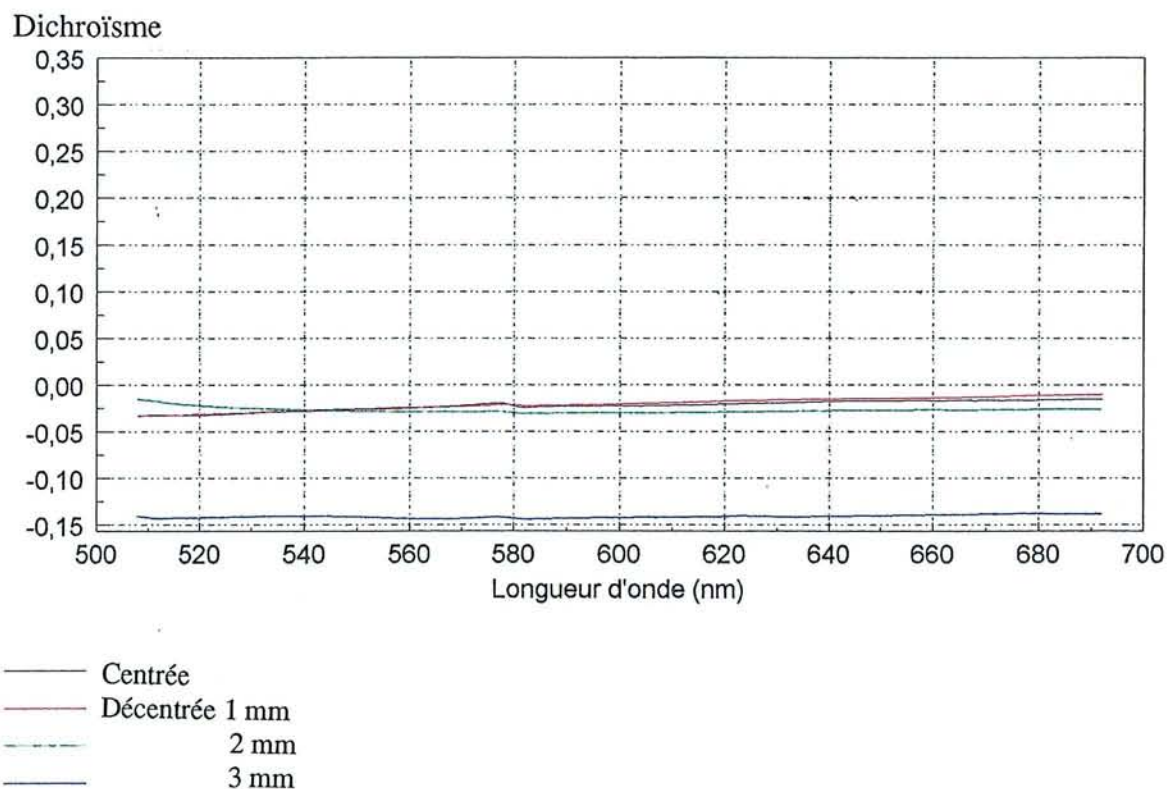
5.2.2. Décentrement, cornée n°1

Le **graphique 3** présente les valeurs de dichroïsme obtenues avec une cornée centrée, puis décentrée de 1 mm, 2 mm et 3 mm avec son grand axe vertical. On constate l'absence de dichroïsme pour les deux premières mesures, un dichroïsme d'environ 0,10 pour le décentrement de 2 mm et un dichroïsme proche de -0,20 pour le décentrement de 3 mm. On remarque un changement de signe entre les deux dernières mesures.



Graphique 3

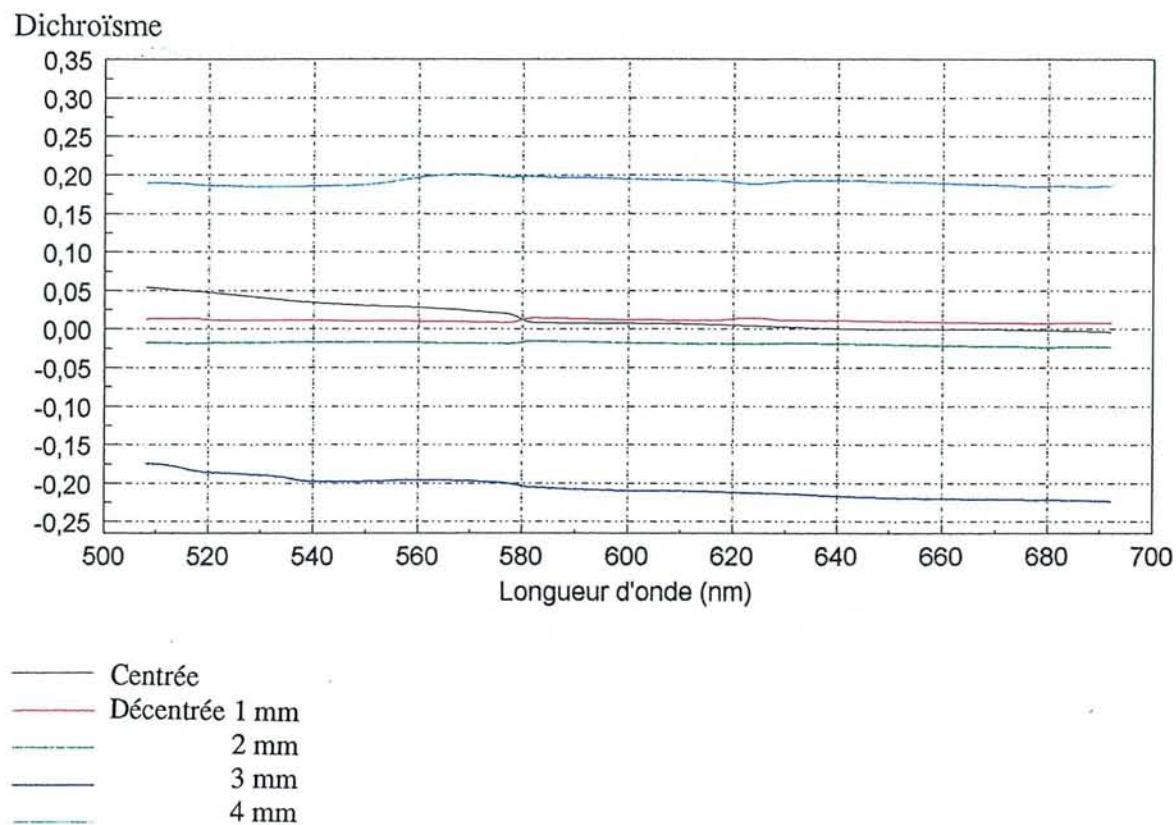
Le **graphique 4** donne les valeurs du dichroïsme pour les mêmes conditions de décentrement, la cornée étant positionnée grand axe horizontal. Le dichroïsme est négligeable jusqu'à 2 mm de décentrement et devient significatif, proche de $-0,15$, pour un décentrement de 3 mm.



Graphique 4

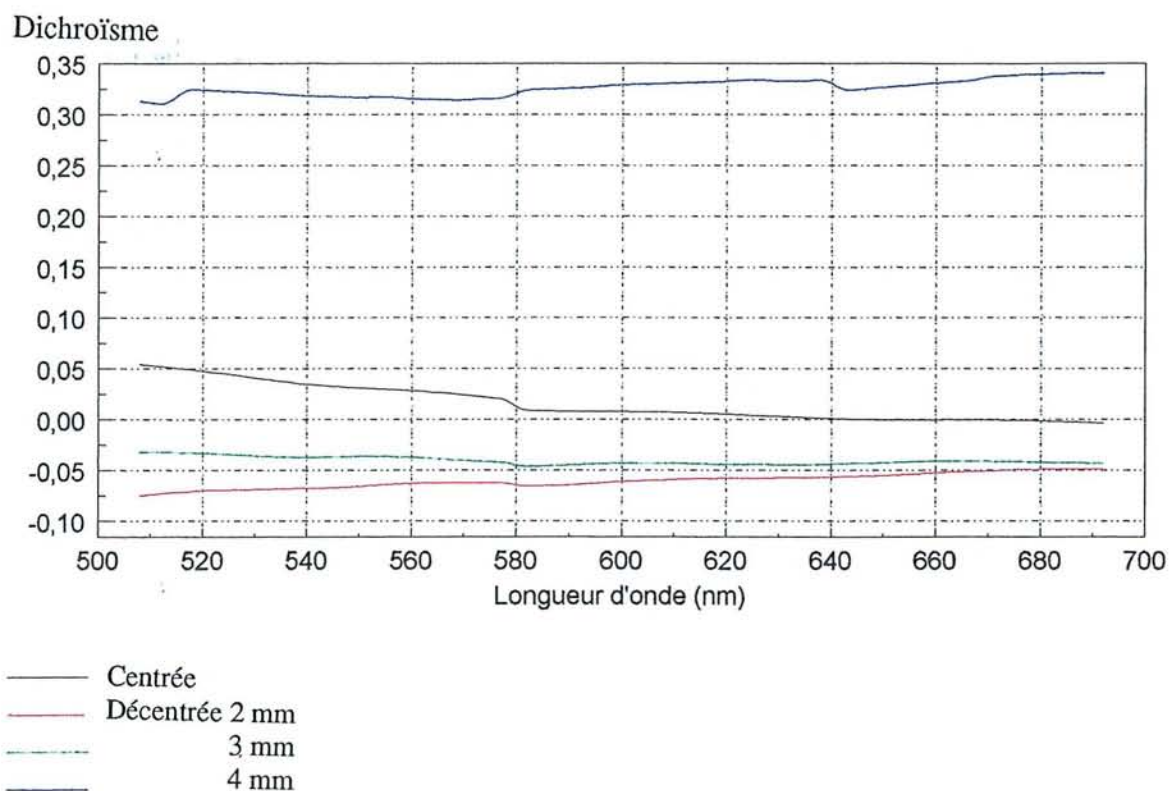
5.2.3. Décentrement, cornée n°2

Le **graphique 5** donne les valeurs du dichroïsme pour une cornée positionnée grand axe vertical, centrée, puis successivement décentrée de 1, 2, 3 et 4 mm. Le dichroïsme est nul ou négligeable jusqu'à 2 mm de décentrement et devient très significatif, autour de $-0,20$, à 3 mm et autour de $0,20$ à 4 mm. On constate, ici encore, un changement de signe.



Graphique 5

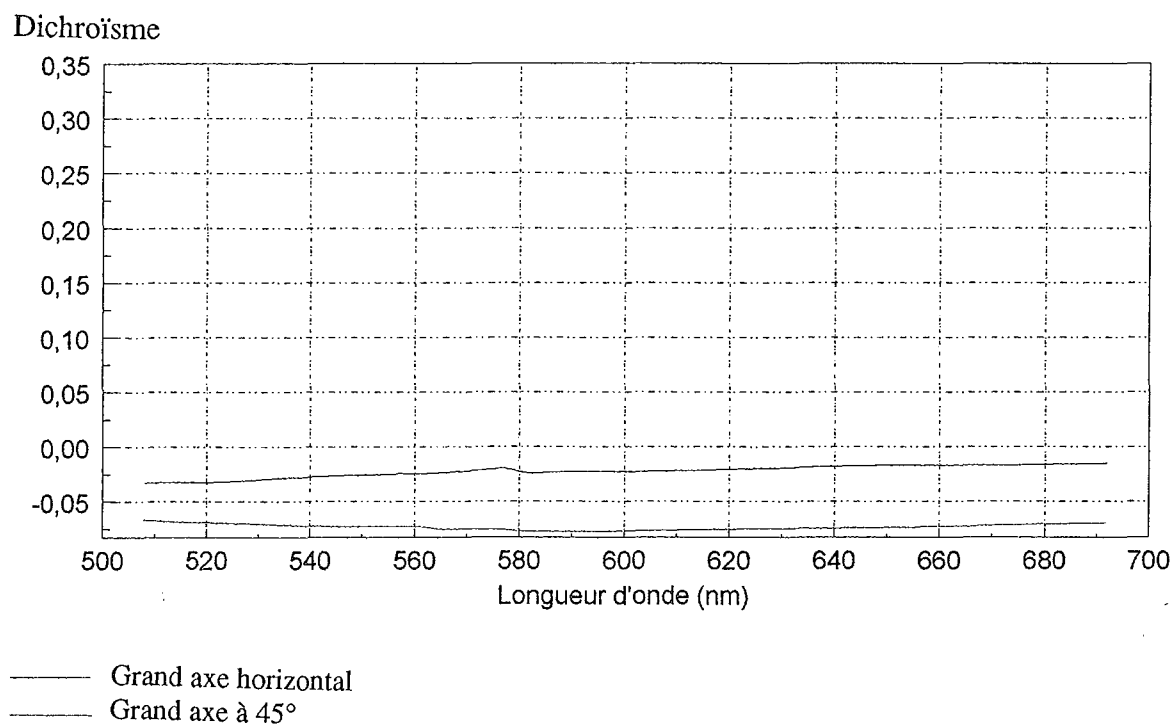
Le **graphique 6** donne les valeurs du dichroïsme pour les mêmes conditions de décentrement, la cornée étant positionnée grand axe horizontal. Le dichroïsme est nul lorsque la cornée est centrée, faible, autour de $-0,05$, jusqu'à 3 mm de décentrement et très significatif à plus de 0,30 pour 4 mm de décentrement.



Graphique 6

5.3. Cornée à 45°

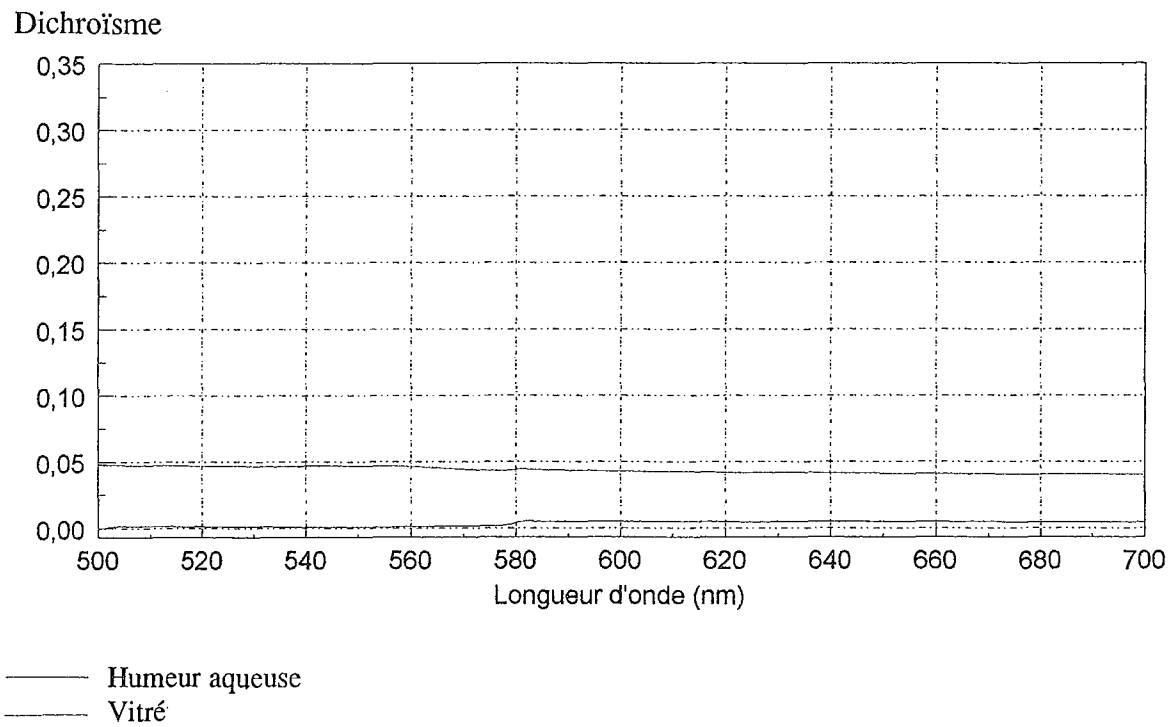
Le graphique 7 montre l'absence de dichroïsme pour une cornée centrée et orientée à 45° autour de l'axe du faisceau incident.



Graphique 7

5.4. Etude de l'humeur aqueuse et du corps vitré

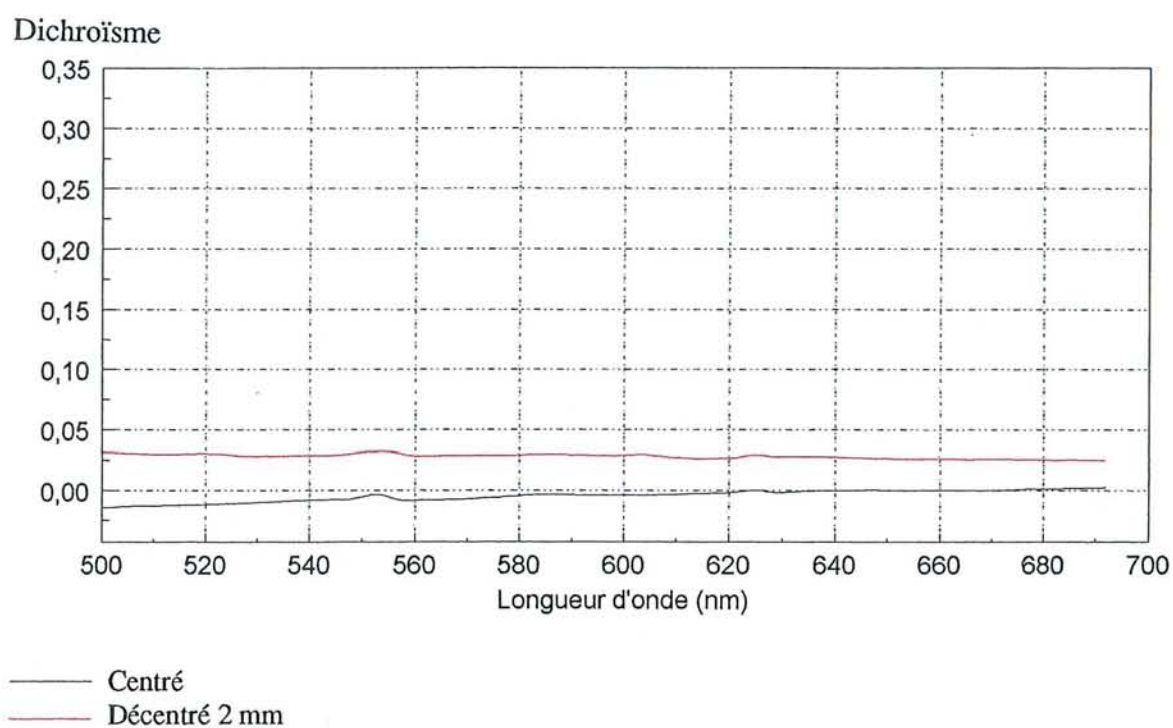
Le graphique 8 donne des valeurs de dichroïsme, nulles pour l'humeur aqueuse et négligeables pour le vitré d'un même œil.



Graphique 8

5.5. Etude du cristallin

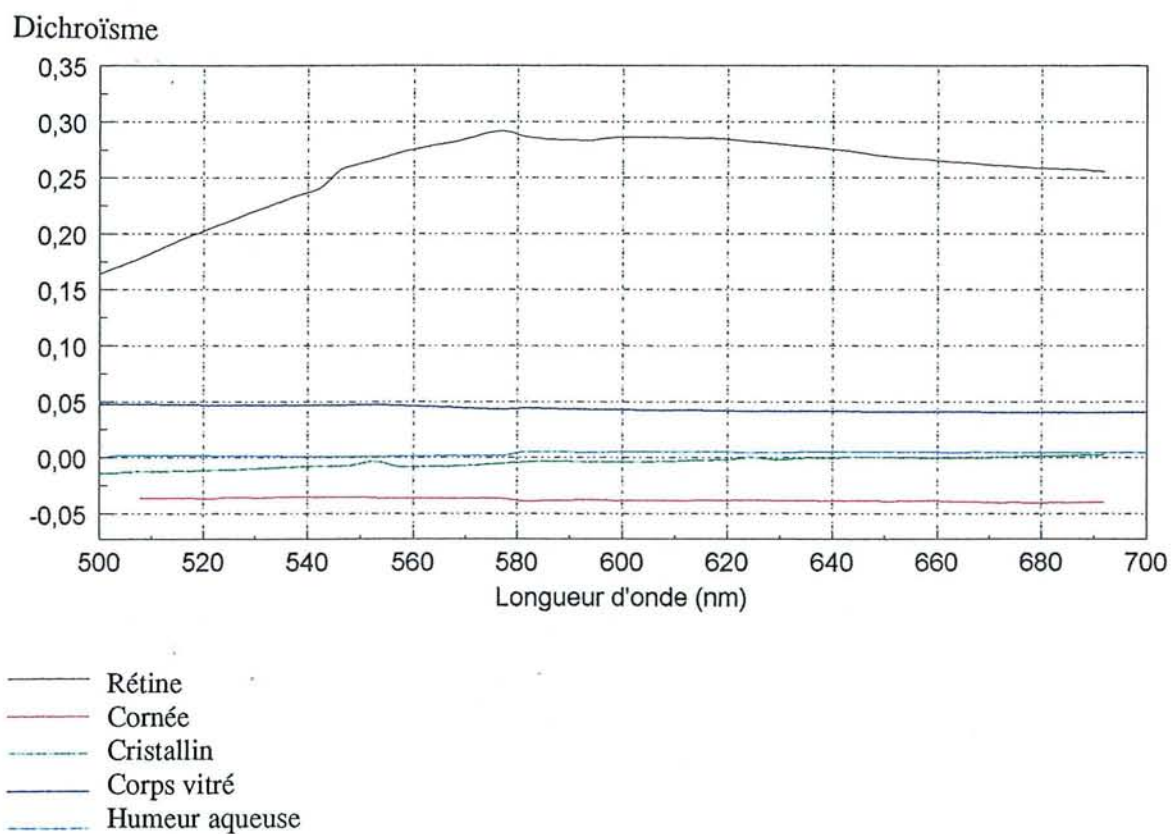
Le graphique 9 montre l'absence de dichroïsme pour le cristallin en position centrée et des valeurs négligeables en position décentrée de 2 mm.



Graphique 9

5.6. Etude comparée des différents milieux :

Le **graphique 10** donne, pour un œil, les valeurs de dichroïsme des différents milieux : la rétine (n°18), la cornée (n°19), le cristallin (n°20), le corps vitré (n°21) et l'humeur aqueuse (n°22).



Graphique 10

5.7. Récapitulatif

Le **tableau 5.1.** donne la valeur moyenne du dichroïsme des différents milieux des 5 yeux, pour un faisceau lumineux d'une longueur d'onde de 630 nm.

	Rétine	Cristallin	Humeur aqueuse	Vitré	Cornée centrée
DL 630nm	0,26	0	0	0,02	0,025

Tableau 5.1(*DL : Dichroïsme linéaire*)

Le **tableau 5.2.** donne les valeurs du dichroïsme cornéen obtenues, en fonction du décentrement à 630 nm.

DL 630nm	Centrée	Décentrée							
		Grand axe vertical				Grand axe horizontal			
		1mm	2mm	3mm	4mm	1mm	2mm	3mm	4mm
Cornée n°1	0,02	-0,02	0,09	-0,17		-0,02	-0,03	-0,14	
Cornée n°2	0	0,01	-0,03	-0,22	0,20	0	-0,05	-0,06	0,31

Tableau 5.2.

Le **tableau 5.3.** donne les correspondances entre le décentrement et l'angle d'incidence, en degré, par rapport à l'incidence normale. Les rayons de courbure moyens mesurés sont de 9,2 mm pour le petit axe et de 10,7 mm pour le grand axe.

	1 mm	2 mm	3 mm	4 mm
Petit axe	6,2°	12,5°	19°	25,7°
Grand axe	5,3°	10,7°	16,3°	22°

Tableau 5.3.

Au total, l'humeur aqueuse, le cristallin et le corps vitré n'influent pas ou de façon négligeable sur la mesure du dichroïsme rétinien. La cornée ne modifie pas le dichroïsme à la condition que le faisceau incident soit centré sur celle-ci. En cas de décentrement cornéen, nous observons un comportement différent entre les deux axes. Dans le petit axe cornéen, le dichroïsme devient significatif à partir entre 2 et 3 mm de décentrement et change de signe de façon imprévisible. Dans le grand axe cornéen, le dichroïsme devient significatif entre 3 et 4 mm de décentrement et l'on observe des variations de signe similaires.

VI

DISCUSSION

V.I. DISCUSSION

Les résultats obtenus sont encourageants. Ils confirment l'hypothèse selon laquelle il existe un dichroïsme rétinien significatif. Dans l'intervalle de longueur d'onde exploré, ce dichroïsme ne peut être lié qu'à la C.F.N.R.. Nous ne constatons pas de pic d'absorption, les courbes de dichroïsme sont relativement stables dans ce domaine de longueur d'onde.

Nous observons cependant des fluctuations du dichroïsme rétinien, d'un œil à l'autre, auxquelles nous pouvons apporter plusieurs explications :

En premier lieu, se pose le problème de l'orientation des fibres nerveuses au niveau du site exploré, par rapport aux axes d'analyse de polarisation. Le polariseur est, selon le protocole défini, soit en position verticale, soit en position horizontale. Ainsi, les courbes de dichroïsme plus élevé correspondent à des zones rétiniennes éclairées pour les fibres ont une orientation verticale. Dans le cas de la courbe n°3 du **graphique 1**, la valeur nulle du dichroïsme rétinien s'explique très vraisemblablement par une orientation préférentielle des fibres à 45°, par rapport aux axes du polariseur. Notons que l'A.D.R. s'affranchit de ces difficultés grâce à la présence d'un polariseur d'analyse tournant.

Une autre composante des fluctuations enregistrées tient aux variations physiologiques de l'épaisseur de la C.F.N.R. d'un œil à l'autre.

Par ailleurs, il faut considérer les imprécisions liées au protocole ; ces mesures étant réalisées sur des yeux énucléés, il n'est pas exclu que la rétine puisse, dans certains cas, présenter des altérations précoces secondaires au processus ischémique. Dans ce cas, les interactions entre la lumière et la rétine pourraient s'en trouver modifiées.

L'humeur aqueuse et le corps vitré ne présentent aucune structure biréfringente, c'est donc assez logiquement que nous n'y ayons détecté aucun dichroïsme.

Le cristallin, théoriquement doué d'une biréfringence d'origine corticale, ne présente qu'un discret dichroïsme lorsque le faisceau incident est en position excentrée. Les valeurs observées peuvent être considérées comme négligeables.

L'étude du dichroïsme cornéen a fait apparaître des variations beaucoup plus complexes. De fait, pour un faisceau centré sur la cornée et proche de la normale, on constate

une relative neutralité. Si l'on décentre le faisceau de façon parallèle c'est-à-dire en restant perpendiculaire au plan pupillaire, on constate l'apparition d'un dichroïsme dont la valeur augmente avec l'excentration et l'angle d'incidence par rapport à l'incidence normale. Nos mesures semblent limiter une zone elliptique, en dessous de 2 mm dans le petit axe cornéen (soit $12,5^\circ$ d'angle par rapport à la normale) et en dessous de 3 mm dans le grand axe (soit $16,3^\circ$ d'angle par rapport à la normale), qui permet de réaliser des mesures de dichroïsme rétinien sans erreur significative induite par la cornée. Au-delà de cette zone, non seulement le dichroïsme devient significatif mais en plus, il apparaît des variations de signe par inversion des axes lents et rapides, probablement induites par l'architecture stromale. Ces variations peuvent soit augmenter, soit diminuer le dichroïsme total dans des proportions qui ne permettent plus d'envisager la validation d'une mesure du dichroïsme rétinien.

Quelques travaux réalisés sur la cornée humaine, nous donnent des éléments de réflexion. **Stanworth et Naylor** en 1950) et **Bour et Lopes Cardozo** en 1981 (35) proposent une hypothèse selon laquelle la cornée ne présente aucune biréfringence lorsque le faisceau lumineux incident est normal à la cornée. Lorsque l'angle entre le faisceau et la normale à la cornée augmente, cas des points excentriques, une biréfringence apparaît (Fig. 6.1). Cette hypothèse est renforcée par **Zandman** en 1966 (36) et **Mountford** en 1982 (37) qui retrouvent des variations significatives de biréfringence sur des yeux très astigmatiques, cas de l'œil de mouton, ou des yeux dont la topographie cornéenne est modifiée par la présence d'un kératocône ou secondairement à un acte chirurgical.

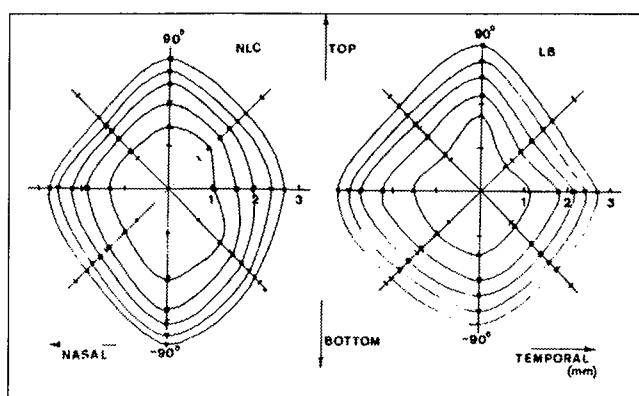


Figure 6.1 : Représentation de la biréfringence cornéenne sous forme de courbes d'iso déphasage, à intervalle de 10 degrés, sur deux yeux. (d'après Bour et Lopez Cardozo, 1981 (35))

Van Blokland et Verhelst (30) ont proposé d'envisager la cornée selon un modèle biaxe. Un milieu biaxe étant un milieu caractérisé par trois indices de réfraction, qui possède deux axes selon lesquels la lumière se déplace à la même vitesse, quel que soit son état de polarisation rectiligne. Cette théorie repose sur une conception architecturale de la cornée à deux niveaux. Il faut considérer d'une part, la lamelle cornéenne avec son arrangement de fibres collagènes parallèles et d'autre part, l'empilement des lamelles entre elles. L'orientation des lamelles est aléatoire, l'empilement ne devrait donc donner aucune biréfringence. Cependant **Van Blokland et Verhelst (30)** ont montré, en ellipsométrie, qu'un retard de phase apparaissait pour certains territoires de la cornée périphérique et en particulier sur l'axe orienté en nasal inférieur. L'hypothèse proposée est celle d'une orientation préférentielle des lamelles cornéennes dans ces territoires. Cette variation architecturale semble être influencée par les contraintes physiques appliquées à la cornée, comme les forces de traction musculaire, la traction ciliaire, la pression intra-oculaire et la pression palpébrale. **Kokkot** en 1938 (38) propose déjà un schéma de l'organisation des lamelles stromales étirées préférentiellement dans l'axe horizontal (fig. 6.2).

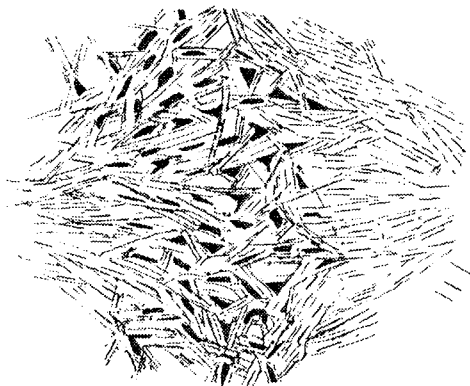


Fig. 6.2 : *Reconstruction schématique de l'architecture stromale d'après Kokkot (38)*

Stanworth et Naylor en 1950 (39) puis **Post et Gurland** en 1966 (40) montrent, *in vivo*, que la biréfringence cornéenne globale augmente d'environ 3 % lorsque la pression intra-oculaire varie de 10 à 40 mmHg. Par ailleurs **Bour** s'interroge sur l'action de la paupière lors du clignement qui a tendance à tracter l'œil en nasal inférieur (19).

La multitude des travaux et des hypothèses proposés montre la difficulté d'établir un modèle de la biréfringence cornéenne. Un certain consensus semble exister autour du principe d'une biréfringence centrale faible et variant peu avec les contraintes environnementales.

La revue de la littérature n'a pas permis de retrouver de travaux concernant une corrélation entre la biréfringence cornéenne et son dichroïsme.

D'une façon générale, il est important de comprendre qu'un milieu ne peut être dichroïque sans être biréfringent, mais il n'existe pas de relation de proportionnalité entre ces deux propriétés physiques. La biréfringence est liée à la phase de l'onde, alors que le dichroïsme est lié à l'amplitude de l'onde.

Nos résultats montrent qu'il est possible d'envisager la mesure du dichroïsme comme une alternative possible et intéressante à la mesure, plus complexe, du déphasage tel que cela est fait par **Dreher** en ellipsométrie.

Dans ce travail, les mesures sont réalisées en transmission. Dans la perspective de nouvelles mesures avec l'A.D.R. nous devons considérer les modifications possibles induites par la réflexion du faisceau lumineux sur le fond d'œil. De fait, le pouvoir réflecteur des couches profondes de la rétine dépend de l'angle d'incidence de l'onde sur la rétine et de sa polarisation. On constate encore à ce niveau qu'il est nécessaire de travailler sous des incidences proches de la normale, car à des angles d'incidence inférieurs à 10 ou 15 degrés, le pouvoir réflecteur est le même quel que soit l'état de polarisation de l'onde.

CONCLUSION

CONCLUSION

Faisant suite aux travaux de Monsieur **Mala** et de Madame **Benoit** (1997) (41), les résultats présentés dans ce travail permettent de penser que le dichroïsme mesuré avec l'A.D.R. (Analyseur de Dichroïsme Cornéen) est rétinien, de façon significativement dominante. Il apparaît que seul le dichroïsme cornéen peut biaiser la mesure. Cependant, si le faisceau lumineux utilisé est centré et en incidence normale, l'influence cornéenne pourrait être négligée.

Nous avons montré, en dehors de toute relation de proportionnalité que le dichroïsme des milieux transparents et de la rétine varie de façon comparable à la biréfringence.

Notre expérimentation a permis de préciser des zones critiques de variation du dichroïsme cornéen avec le décentrement et l'angle d'incidence.

Ce travail devra être approfondi afin de mieux comprendre les variations de signe enregistrées pour des mesures périphériques.

Les prochaines étapes de mise au point de l'A.D.R. viseront à valider nos hypothèses sur l'oeil humain, à évaluer les variations du dichroïsme cornéen pour des décentrement en incidence normale, ce que nous ne pouvions pas réaliser avec notre spectrophotomètre, et à refaire des mesures d'épaisseur de la C.F.N.R. en tenant compte de ces observations.

ANNEXES

ANNEXE 1

Vecteurs de Stokes et degré de polarisation de la lumière, expressions mathématiques.

Nous reprenons le cas d'une onde plane monochromatique, de fréquence ω_0 et d'intensité I_0 , se propageant dans la direction Oz. Dans le repère cartésien Oxyz, lié au laboratoire, les composantes du champ électrique $E(t, M)$, en un point M d'un plan d'onde, s'écrivent :

$$\begin{aligned} E_x(t, M) &= a_x(t) \cdot \cos(\omega_0 t - \theta_x(t)) \\ E_y(t, M) &= a_y(t) \cdot \cos(\omega_0 t - \theta_y(t)) \end{aligned}$$

E_x et E_y peuvent être regardés comme les parties réelles des quantités complexes suivantes:

$$\begin{aligned} E_x(t, M) &= A_x(t) \cdot e^{-i\omega_0 t} = a_x(t) \cdot e^{i\theta_x} \cdot e^{-i\omega_0 t} \\ E_y(t, M) &= A_y(t) \cdot e^{-i\omega_0 t} = a_y(t) \cdot e^{i\theta_y} \cdot e^{-i\omega_0 t} \end{aligned}$$

Afin de ne pas alourdir les notations, le champ réel et le champ complexe associé sont représentés par le même symbole. En un point M', par exemple après la traversée d'un système optique, les composantes du champ électrique auront les représentations complexes suivantes :

$$\begin{aligned} E_x(t, M') &= B_u(t) \cdot e^{-i\omega_0 t} \\ E_y(t, M') &= B_v(t) \cdot e^{-i\omega_0 t} \end{aligned}$$

dans lesquelles il faut déterminer les amplitudes complexes $B_u(t)$ et $B_v(t)$.

Pour cela, nous introduisons les quatre fonctions de transfert τ caractérisant le système optique pour la pulsation ω_0 .

$$\begin{aligned} B_u(t) &= \tau_{ux}(\omega_0; M, M') \cdot A_x(t) + \tau_{uy}(\omega_0; M, M') \cdot A_y(t) \\ B_v(t) &= \tau_{vx}(\omega_0; M, M') \cdot A_x(t) + \tau_{vy}(\omega_0; M, M') \cdot A_y(t) \end{aligned}$$

L'irradiance I en M' , égale à la valeur moyenne dans le temps du vecteur de Poynting $\mathbf{P} = \mathbf{E} \wedge \mathbf{H}$ mesurable avec un détecteur, est proportionnelle à :

$$I(M') = \left\langle |B_{u(t)}|^2 \right\rangle + \left\langle |B_{v(t)}|^2 \right\rangle$$

où

$$\begin{aligned} |B_u(t)|^2 &= B_u(t) \cdot B_u^*(t) \\ &= (\tau_{ux} \cdot a_x \cdot e^{i\theta_x} + \tau_{uy} \cdot a_y \cdot e^{i\theta_y}) \cdot (\tau_{ux}^* \cdot a_x \cdot e^{-i\theta_x} + \tau_{uy}^* \cdot a_y \cdot e^{-i\theta_y}) \\ &= |\tau_{ux}|^2 \cdot a_x^2 + |\tau_{uy}|^2 \cdot a_y^2 + a_y \cdot a_x \left(\tau_{ux} \cdot \tau_{uy}^* \cdot e^{i(\theta_x - \theta_y)} + \tau_{ux}^* \cdot \tau_{uy} \cdot e^{-i(\theta_x - \theta_y)} \right) \\ |B_u(t)|^2 &= |\tau_{ux}|^2 \cdot a_x^2 + |\tau_{uy}|^2 \cdot a_y^2 + 2a_y \cdot a_x \operatorname{Re} \left(\tau_{ux} \cdot \tau_{uy}^* \cdot e^{i(\theta_x - \theta_y)} \right) \end{aligned}$$

De même :

$$|B_v(t)|^2 = |\tau_{vx}|^2 \cdot a_x^2 + |\tau_{vy}|^2 \cdot a_y^2 + 2a_y \cdot a_x \operatorname{Re} \left(\tau_{vx} \cdot \tau_{vy}^* \cdot e^{i(\theta_x - \theta_y)} \right)$$

$$I(M') = \left(|\tau_{ux}|^2 + |\tau_{vx}|^2 \right) \cdot \left\langle a_x^2 \right\rangle + \left(|\tau_{uy}|^2 + |\tau_{vy}|^2 \right) \cdot \left\langle a_y^2 \right\rangle + 2 \operatorname{Re} \left[\left(\tau_{ux} \tau_{uy}^* + \tau_{vx} \tau_{vy}^* \right) \cdot \left\langle a_x \cdot a_y \cdot e^{i(\theta_x - \theta_y)} \right\rangle \right]$$

Ainsi, quand les quatre fonctions de transfert caractérisant le système optique sont connues pour la pulsation ω_0 , l'intensité lumineuse en un point M' d'un plan d'onde, peut être calculée si les quatre quantités réelles suivantes, associées à l'onde incidente, sont déterminées :

$$\left\langle a_x^2 \right\rangle; \left\langle a_y^2 \right\rangle; \left\langle a_x \cdot a_y \cdot \cos(\theta_x - \theta_y) \right\rangle \text{ et } \left\langle a_x \cdot a_y \cdot \sin(\theta_x - \theta_y) \right\rangle$$

ou :

$$s_0 = \left\langle a_x^2 \right\rangle + \left\langle a_y^2 \right\rangle$$

$$s_1 = \left\langle a_x^2 \right\rangle - \left\langle a_y^2 \right\rangle$$

$$s_2 = 2 \cdot \left\langle a_x \cdot a_y \cdot \cos(\theta_x - \theta_y) \right\rangle$$

$$s_3 = 2 \cdot \left\langle a_x \cdot a_y \cdot \sin(\theta_x - \theta_y) \right\rangle$$

$$I(M') = \frac{1}{2} \cdot \left(|\tau_{ux}|^2 + |\tau_{vx}|^2 \right) \cdot (s_0 + s_1) + \frac{1}{2} \cdot \left(|\tau_{uy}|^2 + |\tau_{vy}|^2 \right) \cdot (s_0 - s_1) + \operatorname{Re} \left[\left(\tau_{ux} \tau_{uy}^* + \tau_{vx} \tau_{vy}^* \right) \cdot (s_2 + i \cdot s_3) \right]$$

Les quatre paramètres s_0, s_1, s_2, s_3 sont appelés les **paramètres de Stokes**.

- s_0 est toujours positif, il caractérise l'intensité de l'onde. s_1, s_2, s_3 peuvent avoir un signe quelconque, ils caractérisent la polarisation de l'onde et peuvent être exprimés à partir des mesures de trois intensités, en utilisant un polariseur rectiligne et une lame quart d'onde.
- s_1 représente la différence entre l'intensité lumineuse transmise par un polariseur laissant passer une lumière polarisée rectilignement suivant la direction Ox , et l'intensité lumineuse transmise par un polariseur qui laisse passer une lumière polarisée rectilignement suivant la direction Oy .
- s_2 représente la différence entre les intensités lumineuses transmises par des polariseurs rectilignes laissant passer des lumières polarisées rectilignement respectivement suivant une direction située à $+45^\circ$ de Ox et une direction située à -45° de Ox .
- s_3 représente la différence entre les intensités lumineuses transmises par des dispositifs laissant passer respectivement des lumières circulaires droite et gauche.

Les quatre paramètres de Stokes ont donc une signification physique en termes d'intensité, d'où leur intérêt dans de nombreuses méthodes de caractérisation des états de polarisation au moyen d'ellipsomètres. Ils sont regroupés en une grandeur vectorielle à quatre composantes, le vecteur de Stokes $\mathbf{S}$.

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} s_0 \\ s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \langle a_x^2 \rangle + \langle a_y^2 \rangle \\ \langle a_x^2 \rangle - \langle a_y^2 \rangle \\ \langle 2a_x a_y \cos(\theta_x - \theta_y) \rangle \\ \langle 2a_x a_y \sin(\theta_x - \theta_y) \rangle \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_x + I_y = I_0 \\ I_x - I_y \\ I_{45^\circ} - I_{-45^\circ} \\ I_D - I_G \end{bmatrix}$$

Le degré de polarisation P d'une lumière est défini par la relation :

$$P = \frac{\sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2}}{s_0} \quad \text{où} \quad 0 \leq P \leq 1$$

La lumière non polarisée, dite naturelle, peut être considérée comme résultant de la composition de deux vibrations rectangulaires incohérentes :

$$\langle a_x^2 \rangle = \langle a_y^2 \rangle = I_0 / 2 \text{ et } \langle \cos(\theta_x - \theta_y) \rangle = \langle \sin(\theta_x - \theta_y) \rangle = 0$$

Elle est donc caractérisée par : $s_1^2 + s_2^2 + s_3^2 = 0$ et $P = 0$.

Une lumière totalement polarisée est caractérisée par la constance au cours du temps des amplitudes a_x , a_y et des phases θ_x , θ_y de ses composantes :

$$\langle a_x^2 \rangle = p^2; \langle a_y^2 \rangle = q^2; \theta_x - \theta_y = \varphi; \sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2} = s_0$$

Elle est caractérisée par $P=1$.

Dans les cas intermédiaires d'une lumière partiellement polarisée,

$$\sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2} < s_0 ; \text{ elle est caractérisée par } 0 < P < 1.$$

Il est alors facile d'étudier la variation du degré de polarisation d'une lumière traversant un dispositif optique qui joue le rôle d'opérateur représenté par une matrice 4 x 4 et fait subir au vecteur de Stockes une transformation linéaire.

ANNEXE 2

Matrice de Mueller représentant l'action d'un milieu biréfringent dichroïque.

Soit le faisceau lumineux incident complètement défini par le vecteur de Stokes $\mathbf{S}$:

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix}$$

Après la traversée d'un milieu biréfringent dichroïque qui va le modifier, le faisceau émergent est caractérisé par le vecteur de Stokes $\mathbf{S}'$:

$$\mathbf{S}' = \begin{pmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{pmatrix}$$

Le problème consiste à trouver la matrice 4 par 4 représentant l'opérateur qui traduit l'action du milieu étudié :

$$\mathbf{S}' = \mathbf{M}_{BD} \mathbf{S}$$

L'axe rapide du milieu est pris suivant l'axe de référence Ox. Prenons pour vibrations incidentes des vibrations elliptiques dont la représentation est rapportée aux axes Ox et Oy :

$$\begin{cases} x = p \cos \omega_0 t \\ y = q \cos(\omega_0 t - \varphi) \end{cases}$$

d'où :

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p^2 + q^2 \\ p^2 - q^2 \\ 2pq \cos \varphi \\ 2pq \sin \varphi \end{pmatrix}$$

Au cours de la traversée d'une épaisseur l du milieu dichroïque étudié, les amplitudes p et q de la vibration lumineuse subissent des absorptions différentes caractérisées par les coefficients d'absorption κ_x et κ_y et s'écrivent :

$$p' = pe^{-\kappa_x l} \Rightarrow p'^2 = p^2 e^{-2\kappa_x l}$$

$$q' = qe^{-\kappa_y l} \Rightarrow q'^2 = q^2 e^{-2\kappa_y l}$$

$$p'^2 + q'^2 = p^2 e^{-2\kappa_x l} + q^2 e^{-2\kappa_y l}$$

$$p'^2 - q'^2 = p^2 e^{-2\kappa_x l} - q^2 e^{-2\kappa_y l}$$

D'autre part :

$$\begin{cases} p^2 + q^2 = s_0 \\ p^2 - q^2 = s_1 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} p^2 = \frac{s_0 + s_1}{2} \\ q^2 = \frac{s_0 - s_1}{2} \end{cases}$$

alors :

$$\begin{aligned} s'_0 = p'^2 + q'^2 &= \frac{s_0 + s_1}{2} e^{-2\kappa_x l} + \frac{s_0 - s_1}{2} e^{-2\kappa_y l} \\ &= \frac{s_0}{2} (e^{-2\kappa_x l} + e^{-2\kappa_y l}) + \frac{s_1}{2} (e^{-2\kappa_x l} - e^{-2\kappa_y l}) \end{aligned}$$

Posons :

$$\begin{cases} \kappa' = \frac{1}{2}(\kappa_y - \kappa_x) \\ \kappa'' = \frac{1}{2}(\kappa_y + \kappa_x) \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \kappa_x = \kappa'' - \kappa' \\ \kappa_y = \kappa'' + \kappa' \end{cases}$$

d'où :

$$e^{-2\kappa_x l} = e^{-2(\kappa'' - \kappa')l} = e^{-2\kappa'' l} e^{2\kappa' l}$$

$$e^{-2\kappa_y l} = e^{-2(\kappa'' + \kappa')l} = e^{-2\kappa'' l} e^{-2\kappa' l}$$

$$e^{-2\kappa_x l} + e^{-2\kappa_y l} = e^{-2\kappa'' l} (e^{2\kappa' l} + e^{-2\kappa' l})$$

$$\sinh x = \frac{e^x - e^{-x}}{2}$$

$$\cosh x = \frac{e^x + e^{-x}}{2}$$

rappel :

$$= 2e^{-2\kappa'' l} \cosh 2\kappa' l$$

$$e^{-2\kappa_x l} - e^{-2\kappa_y l} = e^{-2\kappa'' l} (e^{2\kappa' l} - e^{-2\kappa' l}) = 2e^{-2\kappa'' l} \sinh 2\kappa' l$$

$$s'_0 = e^{-2\kappa'' l} (s_0 \cosh 2\kappa' l + s_1 \sinh 2\kappa' l)$$

De même :

$$s'_1 = e^{-2\kappa'' l} (s_0 \sinh 2\kappa' l + s_1 \cosh 2\kappa' l)$$

Ensuite le troisième paramètre caractérisant S' est :

$$s'_2 = 2p' q' \cos \varphi'$$

avec $\varphi' = \varphi + \psi$ et $\psi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_y - n_x) l$

ψ est le retard de phase entre les deux composantes rectilignes, respectivement parallèles aux axes rapide (Ox) et lent (Oy) du milieu, qui se propagent sans déformation avec des vitesses différentes $v_x = \frac{c}{n_x}$ et $v_y = \frac{c}{n_y}$.

D'où :

$$s'_2 = 2pe^{-\kappa_x l} qe^{-\kappa_y l} (\cos \varphi \cos \psi - \sin \varphi \sin \psi)$$

$$s'_2 = e^{-(\kappa_x + \kappa_y) l} 2pq (\cos \varphi \cos \psi - \sin \varphi \sin \psi)$$

$$s'_2 = e^{-2\kappa'' l} (s_2 \cos \psi - s_3 \sin \psi)$$

De même :

$$s'_3 = e^{-2\kappa'' l} (s_2 \sin \psi + s_3 \cos \psi)$$

Donc :

$$\begin{vmatrix} s'_0 \\ s'_1 \\ s'_2 \\ s'_3 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} e^{-2\kappa''l}(s_0 \cosh 2\kappa' l + s_1 \sinh 2\kappa' l) \\ e^{-2\kappa''l}(s_0 \sinh 2\kappa' l + s_1 \cosh 2\kappa' l) \\ e^{-2\kappa''l}(s_2 \cos \psi - s_3 \sin \psi) \\ e^{-2\kappa''l}(s_2 \sin \psi + s_3 \cos \psi) \end{vmatrix}$$

$$= \begin{vmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} & A_{14} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} & A_{24} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} & A_{34} \\ A_{41} & A_{42} & A_{43} & A_{44} \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} s_0 \\ s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{vmatrix}$$

Il faut donc identifier les coefficients :

$$\begin{aligned} &\rightarrow A_{11}s_0 + A_{12}s_1 + A_{13}s_2 + A_{14}s_3 \\ &= (e^{-2\kappa''l} \cosh 2\kappa' l)s_0 + (e^{-2\kappa''l} \sinh 2\kappa' l)s_1 \end{aligned}$$

$$\text{d'où } \boxed{A_{13} = A_{14} = 0}$$

$$\text{et } \boxed{\begin{aligned} A_{11} &= e^{-2\kappa''l} \cosh 2\kappa' l \\ A_{12} &= e^{-2\kappa''l} \sinh 2\kappa' l \end{aligned}}$$

$$\begin{aligned} &\rightarrow A_{21}s_0 + A_{22}s_1 + A_{23}s_2 + A_{24}s_3 \\ &= (e^{-2\kappa''l} \sinh 2\kappa' l)s_0 + (e^{-2\kappa''l} \cosh 2\kappa' l)s_1 \end{aligned}$$

$$\boxed{A_{23} = A_{24} = 0}$$

$$\text{et } \boxed{\begin{aligned} A_{21} &= e^{-2\kappa''l} \sinh 2\kappa' l \\ A_{22} &= e^{-2\kappa''l} \cosh 2\kappa' l \end{aligned}}$$

$$\begin{aligned} &\rightarrow A_{31}s_0 + A_{32}s_1 + A_{33}s_2 + A_{34}s_3 \\ &= (e^{-2\kappa''l} \cos \psi)s_2 - (e^{-2\kappa''l} \sin \psi)s_3 \end{aligned}$$

$$\boxed{A_{31} = A_{32} = 0}$$

$$\text{et } \boxed{\begin{aligned} A_{33} &= e^{-2\kappa''l} \cos \psi \\ A_{34} &= -e^{-2\kappa''l} \sin \psi \end{aligned}}$$

$$\rightarrow A_{41}s_0 + A_{42}s_1 + A_{43}s_2 + A_{44}s_3$$

$$= (e^{-2\kappa''l} \sin \psi)s_2 + (e^{-2\kappa''l} \cos \psi)s_3$$

$$\boxed{A_{41} = A_{42} = 0}$$

$$\text{et } \boxed{\begin{matrix} A_{43} = e^{-2\kappa''l} \sin \psi \\ A_{44} = e^{-2\kappa''l} \cos \psi \end{matrix}}$$

D'où la matrice de Mueller M_{BD} , opérateur caractérisant un milieu biréfringent dichroïque :

$$M_{BD} = e^{-2\kappa''l} \begin{vmatrix} \cosh 2\kappa' l & \sinh 2\kappa' l & 0 & 0 \\ \sinh 2\kappa' l & \cosh 2\kappa' l & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \psi & -\sin \psi \\ 0 & 0 & \sin \psi & \cos \psi \end{vmatrix} = M_{Ec}$$



BIBLIOGRAPHIE



BIBLIOGRAPHIE

1. **Dreher AW, Reiter K, Weinreb RN.** Spatially resolved birefringence of the retinal nerve fiber layer assessed with a retinal laser ellipsometer. *Applied Optics* 1992;31:3730-5.
2. **Hecht E.** Physique. De Boeck Université s.a. ed: International Thomson Publishing Inc. 1996.
3. **Feynman R.** Le cours de physique: *Dunod Ed* 1998.
4. **Mueller H.** The foundations of optics. *J. Opt. Soc. Am.* 1948;38:661.
5. **Huard S.** Polarisation de la lumière: *Masson Ed* 1994.
6. **Born M, Wolf E.** Principles of optics, electromagnetic theorie of propagation, interference and diffraction of light: *Cambridge University Press* 1980.
7. **Haidinger W.** Über das direkte Erkennen des polarisirten Lichts und der Lage der Polarisationsebene. *Ann Phys und Chem* 1844;63:29-39.
8. **Haidinger W.** Beobachtung der Licht-Polarisations-Büschel auf Flächen, welche das Licht in zwei senkrecht auf einander stehenden Richtungen polarisiren. *Ann Phys und Chem* 1846;68:305-19.
9. **Haidinger W.** Einige neuere Ansichten über die Natur der Polarisationbüschel. *Ann Phys und Chem* 1854;96:314-6.
10. **Helmholtz H.** Handbuch der Physiologischen Optik. *Leopold Voss Ed. ed* 1924.
11. **De Vries HL, Spoor A, Jielof R.** Properties of the eye with respect to polarized light. *Physica* 1953;19:419-32.
12. **Naylor EJ, Stanworth A.** Retinal pigment and the Haidinger effect. *J. Physiol.* 1954;124:543-52.
13. **Bone RA, Landrum JT.** Macular pigment in Henle fiber membranes: a model for Haidinger's brushes. *Vision Res* 1984;24(2):103-8.
14. **Summers D, Friedman GB, Clements RM.** Physical model for Haidnger's Brush. *J. Opt. Soc. Am.* 1970;60:271-2.
15. **Hochheimer BF.** Polarized light retinal photography of a monkey eye. *Vision Res.* 1978;18:19-23.
16. **Hochheimer BF, Kues HA.** Retinal polarization effects. *Appl. Opt.* 1982;21:3811-8.

17. **Hemenger RP.** Dichroism of the macular pigment and Haidinger's brushes. *J. Opt. Soc. Am.* 1982;72:734-7.
18. **Klein Brink HB, van Blokland GJ.** Birefringence of the human foveal area assessed in vivo with Mueller-matrix ellipsometry. *J. Opt. Soc. Am. A* 1987;5:49-57.
19. **Bour LJ.** Polarized Light and the Eye. In: Vision and visual dysfunction. *Mac Millan Press ed:* Neil, W.Charman,; 1991. p. 310-25.
20. **Saraux H, Lemasson C, Offret H, Renard G.** Anatomie et Histologie de l'oeil. *Masson ed.* Paris; 1982.
21. **Hamada R.** Aspect ultrastructural des cellules et du conjonctif cornéen normal. *Arch. Ophtal.* (Paris) 1975;35:23-6.
22. **Giraud JP, Pouliquen Y, Offret G, Payrau P.** Statistical morphometric studies in normal human and rabbit corneal stroma. *Exp. Eye Res.* 1975;21:221.
23. **Robert L, Robert B.** The macromolecular structure of normal cornea. *Arch. Ophtal.* (Paris) 1975;35:11-22.
24. **Maurice DM.** The strusture and transparency of the cornea. *J. Physiol.* 1957;136:263-86.
25. **Brewster D.** Experiments on the de-polarization of light as exhibited by various mineral, animal and vegetable bodies with a reference of the phenomena to the general principles of polarization. *Philos. Trans. R. Soc. Lond.* 1815;pt 1:21-32.
26. **Valentin G.** Die Unterssuehung der Pflanzen-und Thiergeweben der Menschen und der Thierte. *Leipzig: Engelmann;* 1861.
27. **Wiener O.** Abh. Sachs. Ges. Akad. wiss. *Math-Phys.* Kl.6 1912;32:575.
28. **Stanworth A, Naylor EJ.** Polarized light studies of the cornea. *J Exp Biol* 1953;30:160-9.
29. **McCally RL, Farrel RA.** Structural implications of small-angle light scaterring from the cornea. *Exp. Eye Res.* 1982;34:99-113.
30. **Van Blokland GJ, Verhelst SC.** Corneal polarization in the living human eye explained with a biaxial model. *J. Opt. Soc. Am. A* 1987;4:82-90.
31. **Bettelheim FA.** On the optical anisotropy of lens fiber cells. *Exp Eye Res* 1975;21:231-4.
32. **Weale RA.** Sex, age and the birefringence of the human crystalline lens. *Exp Eye Res* 1979;29(4):449-61.
33. **Lenhard O.** Über die Dobbels der Linse. *Arch. Augenheilk* 1934;108:1-40.

34. **Prince JH, Diesem CD, Eglitis I, Ruskell GL.** The sheep. In: Anatomy and Histology of the Eye and Orbit in Domestic Animals. *Thomas Books ed.* Springfield: Thomas, C.C.; 1960. p. 182-209.
35. **Bour LJ, Lopes Cardozo NJ.** On the birefringence of the living human eye. *Vision Res* 1981;21(9):1413-21.
36. **Zandman F.** Photoelastic effect of the living eye. *Exp. Mech.* 1966;6:19A.
37. **Mountford J.** Polarized biomicroscopy. *International Contact Lens Clinic*, N° 6 1982;9:373-84.
38. **Kokkot W.** Über mechanisch funktionnelle strukturen des auges. *A. von Graeves Arch. Ophthalm.* 1938;138:424-85.
39. **Stanworth A, Naylor EJ.** The polarization optics of the isolated cornea. *Brit J Ophthalmol* 1950;34:201-11.
40. **Post D, Gurland GE.** Birefringence of the cat cornea. *Exp. Eye Res.* 1966;5:286-95.
41. **Mala L.** Intérêt de le polarimétrie dans les moyens d'étude objectifs de la couche de fibres optiques rétiniennes pour le diagnostic précoce de la neuropathie glaucomateuse . Nancy: *Université Henri Poincaré, Nancy I*; 1997.





VU

NANCY, le **31 MAI 2000**

Le Président de Thèse

NANCY, le **18 SEPTEMBRE 2000**

Le Doyen de la Faculté de Médecine

M le Professeur **A. RASPILLER**

Professeur **J. ROLAND**

AUTORISE À SOUTENIR ET À IMPRIMER LA THÈSE

NANCY, le **25 SEPTEMBRE 2000**

LE PRÉSIDENT DE L'UNIVERSITÉ DE NANCY 1

Professeur **C. BURLET**

RÉSUMÉ DE LA THÈSE

Haidinger (1844) fut le premier à décrire des houppes rétiniennes, autour du point de fixation, par illumination en lumière blanche polarisée. Depuis, plusieurs auteurs ont expliqué ce phénomène par les propriétés biréfringentes et dichroïques de la rétine et Dreher a montré l'existence d'un dichroïsme de forme lié à la couche des fibres optiques de la rétine pour une longueur d'onde de 632,8 nm.

Nous rappelons de récents travaux qui suggèrent que la proportionnalité entre le dichroïsme rétinien de forme et l'épaisseur de la couche des fibres nerveuses rétiniennes, serait utilisable comme moyen d'exploration de la maladie glaucomateuse.

Notre étude consiste à mesurer, sur l'œil de mouton, le dichroïsme issu des milieux transparents et de le comparer au dichroïsme rétinien de forme, dans une gamme de longueur d'onde comprise entre 500 et 700 nm. Nous réalisons nos mesures en transmission à l'aide d'un spectrophotomètre dans lequel nous plaçons des yeux énucléés, des échantillons de vitré, d'humeur aqueuse et des cornées prélevées.

Nos résultats montrent une absence de dichroïsme pour l'humeur aqueuse et le corps vitré. Le cristallin présente un dichroïsme négligeable. La cornée présente un dichroïsme négligeable qui croît de façon significative lorsque le faisceau incident est décentré et que l'angle par rapport à l'incidence normale augmente.

En conséquence, il apparaît que le dichroïsme rétinien est interprétable pour un faisceau centré ou peu décentré et d'incidence normale ou proche de la normale par rapport à la cornée.

TITRE EN ANGLAIS

TRANSPARENT STRUCTURES AND RETINA DICHROÏSM STUDY IN THE SHEEP EYE.

THÈSE : MÉDECINE SPÉCIALISÉE – ANNÉE 2000

MOTS CLEFS : DICHROÏSME, BIRÉFRINGENCE, COUCHE DES FIBRES OPTIQUES RÉTINIENNES, CORNÉE, ANALYSEUR DE DICHROÏSME RÉTINIEN

Faculté de Médecine de Nancy

9, avenue de la Forêt de Haye

54505 VANDOEUVRE LES NANCY Cédex
