



Faculté des Sciences et de l'Ingénierie
Département des Sciences Exactes
Université 08 mai 1945

Mémoire

Présenté en vue de l'obtention du diplôme de **MAGISTER**

Option: Physique de la Matière Condensée

Présenté par : M^{lle} **Benamara ouarda**

Réalisation d'un spectromètre SMOKE

Sous la direction de : **Prof. A. BOUFELFEL**

Devant le jury:

Président :	M.S. BOUMAZA	MC.	Université de Guelma
Rapporteur :	A. BOUFELFEL	Prof.	Université de Guelma
Examineurs :	S. DJEROUD	M.C.	Université de Guelma
	R. LAHIOUEL	M.C.	Université de Guelma
	B. BENNECER	Prof.	Université de Guelma
Invité :	B. ELLAGOUNE	C.C.	Université de Guelma

2007



Dédicace

Je dédie ce mémoire à mes parents qui ont sacrifié leur vie pour notre éducation et surtout à ma très chère et tendre mère.

Mes sœurs : Fatima, Djamila, Dalila, et leurs époux

Ma nièce Yasmine.

Mes meilleurs vœux aussi à :

Toutes mes amies : Chahra, Saida, Assia, Samia.

Remerciements

Au Nom De Dieu Le Clément ET Le Miséricordieux

J'adresse mes vifs remerciements à Monsieur *Boufelfel Ahmed*, mon directeur de mémoire, professeur à l'Université de Guelma d'avoir accepté de m'encadrer ; et d'avoir partagé ses connaissances, son temps et sa compétence tout le long de la préparation de ce mémoire.

Je remercie :

Le Prof : A. BOUFELFEL, directeur du laboratoire de physique de Guelma (*L.P.G*) de son dévouement à développer le laboratoire de recherche.

Monsieur **SHEGUIR M.S** professeur à l'université de Guelma, pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de ce mémoire.

Monsieur **BENNACER BADIS**, Professeur à l'université de Guelma, pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant d'examiner ce travail.

Madame **DJEROUD .S** Maître de Conférences à l'université de Guelma, pour l'honneur qu'elle m'a fait en acceptant d'examiner ce travail.

Monsieur **LAHIOUAL.R** Maître de Conférences à l'université de Guelma pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant d'examiner ce travail.

Madame **ELLAGOUNE.B** chargé de cours à l'université de Guelma pour l'honneur qu'elle m'a fait en assistant à ma soutenance.

Sincèrement à :

Mr s : Zanet Kamel, Hamidani Ali de m'avoir aidé dans mon travail ainsi que Lamia et tout le groupe de recherche au laboratoire (LPG).

Mes collègues : Brahmia Saida, Bendhafer Soumia, Maghnaoui Ahmed, Berrouk Gamra, Khélaifia abdelkarim, Belghit Hanna pour leur sympathie et générosité

Tous les responsables au département de Physique de Guelma.

Je remercie enfin, toutes les personnes qui m'ont aidée de près ou de loin dans la réalisation de ce modeste travail de recherche.

Benamara Ouarda

Résumé

Nous avons réalisé un spectromètre pour étudier les propriétés magnétiques des surfaces. La technique est basée sur l'effet Kerr connue sous l'acronyme SMOKE (Surface-Magneto-Optical-Kerr-Effect). Nous avons utilisé un laser He-Ne comme source de lumière, un polariseur et un modulateur photo-élastique dont la fréquence est référence pour un amplificateur synchrone dual branché à la sortie du détecteur. Les paramètres caractéristiques sont déterminés par les deux modes f et $2f$ de détection. L'analyseur a été placé entre l'échantillon et le détecteur.

L'échantillon a été placé dans une bobine d'un électro-aimant selon les deux configurations parallèle et perpendiculaire aux lignes de champs magnétiques. On a fait l'alignement des polariseurs et du PEM qui nous a permis de trouver des erreurs minimales lors de l'installation des instruments. Le teste de la technique SMOKE prouve qu'il fonctionne bien.

Abstract

We have set up a spectrometer to study the magnetic properties of surfaces. The technique is based on Kerr effect known under the acronym SMOKE (Surface-Magneto-Optical-Kerr-Effect). We have used He-Ne laser as a light source followed by a polarizer and a photo-elastic modulator locked in to the output of detector via dual lock in amplifier. The Kerr parameters were determined via an f and $2f$ configurations of the lock in. Between the sample and the detector was placed an analyser. The sample was placed in the wind of an electromagnetic magnet in the two configurations possible parallel and perpendicular to the lines of the field. One made the alignment of the polarizers and the PEM which enabled us to find errors minimal at the time of the installation of the instruments. A test of Technique SMOKE proves that it functions well.

ملخص

لقد قمنا بإنجاز الطيف المترى لدراسة خصائص السطوح المغناطيسية. تعتمد هذه التقنية على مفعول كبير المعروف باسم SMOKE (مفعول السطح المغناطيسي الضوئي بتأثير كبير) و لذلك استعملنا ليزر He-Ne كمصدر ضوء. مقطب و معدل ضوئي مر PEM حيث اهتزازاته تمثل مرجعية لمضخم توافقي مزدوج حيث مخرجه متصل مع الكاشف. الثوابت المميزة معينة بواسطة طوري الكاشف f و $2f$. قمنا بوضع المحلل القطبي بين العينة و الكاشف توضع العينة داخل الو شبيعة المولدة للحقل المغناطيس الكهربي حسب خطوط الحقل المغناطيسي المتوازية والمتعامدة. قمنا كذلك بتوجيه المستقطب و PEM أين سيسمح لنا بإيجاد الأخطاء الأصغرية عند توصيل الأجهزة. التجربة الأولية أثبتت فعالية تقنية SMOKE

Liste des figures

	Page
Figure 1.1	Représentation de la relaxation a l'échelle atomique 4
Figure 1.2	Diagramme de la reconstruction à l'échelle atomique 5
Figure 1.3	Construction d'Ewald 6
Figure 1.4	Facettes et terrasses 7
Figure 1.5	La tension superficielle en fonction de l'angle du plan 8
Figure 1.6	Schémas de l'emplacement de l'adsorption 8
Figure 1.7	Procédé optique 12
Figure 1.8	Procédé optique 15
Figure 1.9	Exemple de module d'analyse de surface. (Doc. Instruments SA) 15
Figure 1.10	(ex d'ampli-op) en blanc les couches d'aluminium servant aux interconnexion 17
Figure 1.11	Circuits hybride avec liaisons par couches d'or 18
Figure 1.12	Schéma du dispositif expérimental du LEED 19
Figure 1.13	Schéma du dispositif expérimental du RHEED 20
Figure 2.1	L'évolution du vecteur du champ électrique E à une position de l'espace donnée décomposée selon les direction s et p 24
Figure 2.2	Les prismes polarisants de a) Glan-Thompson et b) Wollaston 27
Figure 2.3	La rotation incitée par une plaque de demi onde 28
Figure 2.4	La réflexion sur une surface magnétique. 29
Figure 2.5	Effet de Faraday (a)Effet Cotton-Mouton ou Voigt (réfraction extraordinaire-b-et réfraction ordinaire -c) 30
Figure 2.6	Schéma d'une structure en multicouche et définition du système d'axes 39
Figure 2.7	a) Schéma d'une structure multicouches b) directions s et p des Ondes incidente et réfléchié à la surface de séparation des deux milieux 42
Figure 2.8	Configuration Kerr dans le cas général 44
Figure 2.9	La boucle d'Hystérésis avec le rapport entre la magnétisation et le champ 50
Figure 2.10	La coercivité H_C en opposition de la température d'un alliage RETM 53
Figure 2.11	Principe d'enregistrement magnéto-optique (après Huijser) 54
Figure 3.1	La plaque de retard simple [5]. 55
Figure 3.2	Amplificateur lock-in (Scitec inst , model 420) 56
Figure 3.3	Un bloc-diagramme de l'amplificateur Lock-in 57
Figure 3.4	L'électroaimant 59
Figure 3.5	L'étalonnage d'un champ magnétique créé par la bobine 60
Figure 3.6	Les composantes du détecteur PMT 61
Figure 3.7	PMT conventionnel 62
Figure 3.8	Le SER (Single Electron Response) d'un PMT standard 62
Figure 3.9	PEM-90 model I/FS50 66
Figure 3.10	Ensemble du modulateur optique, model I/FS50 66
Figure 3.11	La représentation du Mouvement vibrationnelle 67
Figure 3.12	L'effet de retardation du compression et l'extension du PEM 68
Figure 3.13	Le signale du préamplificateur 71
Figure 3.14	Trois exemples de différentes polarisations 72
Figure 4.1	La représentation figurative de l'effet de Kerr 77
Figure 4.2	La lumière incidente est polarisée 78
Figure 4.3	Le calibrage de la retardation du PEM 79

Figure 4.4	Le signal de détecteur sur l'oscilloscope pour un amplitude de retardation du PEM	81
Figure 4.5	L'étalonnage de système SMOKE en utilisant polariseur linéaire.	84
Figure 4.6	La représente du set up SMOKE utilisant le PEM	87
Figure 4.7	La réalisation optique et électronique du SMOKE	88
Figure 4.8	L'incidence près normale du SMOKE des boucles d'hystérésis pour un échantillon de Co la vapeur déposée sur un quartz substrat dans les géométries	89

Sommaire

	Page
Dédicace	
Remerciement	
Résumé.....	i
Liste des figures.....	ii
Sommaire.....	iv
Introduction générale.....	1
Chapitre 1: Technique de caractérisation de surface	
I.1 Introduction.....	3
I.2 Structure cristallines de surface.....	3
I.2.1 Relaxation et Reconstruction	3
a) Relaxation.....	3
b) Reconstruction.....	4
I.2.2 Détermination de la structure de surface.....	5
I.3 Surfaces cristallines.....	7
I.3.1 Facettes et terrasses.....	7
I.4 Structure adsorbante.....	8
I.4.1 Emplacements d'adsorption.....	8
I.4.2 Adsorption physique.....	9
I.4.3 Sorption chimique.....	9
I.4.4 Procédé de désorption.....	9
I.4.5 Terminologie des notes	10
I.5 Notion de couche mince	10
I.5.1 Définition d'une couche mince.....	10
I.5.2 Caractéristique des couches minces.....	11
I.5.2.1 Mesure de l'épaisseur.....	11
a) Procédés optiques.....	11
I.5.2.2 Détermination de la structure.....	12
I.5.2.3 Morphologie d'une couche mince.....	13
I.5.2.4 Analyse des contraintes.....	13
I.5.2.5 Adhérence.....	13
I.5.2.6 Composition.....	14
I.5.3 Les méthodes de fabrication de couche mince.....	16
a) Technique du vide	16
I.5.4 Application des couches minces.....	16
I.5.4.1 Couches minces dans les composants et dispositifs électroniques	17
a) L'interconnexion.....	17
I.5.4.2 Technologies pour les capteurs	18
a) Substrat silicium.....	18
I.6 Diffraction à énergie réduite d'électron (LEED).....	19
I.7 Diffraction de grande énergie d'électron de réflexion (RHEED).....	20
I.8 Propriétés électroniques des surfaces.....	20

I.8.1 Modèle du Jellium.....	20
Chapitre II: L'effet Kerr	
II.1. Introduction.....	22
II.2 .Etat de polarisation de la lumière	22
II.2.1 Le temps et l'évolution spatiale d'une onde EM.....	22
II.2.2 Introduction à la polarisation de la lumière	23
II.2.3 Etat de polarisation elliptique.....	23
II.2.4 Formalisme de Jones.....	25
II.2.4.1 la matrice de Jones.....	26
a) La matrice de Jones polariseur (Analyseur).....	26
b) La matrice de Jones de la plaque de demi onde.....	28
c) La matrice de Jones de l'échantillon magnétique.....	28
II.3 Effets magnéto-optiques.....	29
II.3.1 Définitions et terminologie.....	29
a) Faraday effet.....	30
b) Effet Cotton-Mouton ou Voigt.....	31
II.4 Origine des effets magnéto-optiques	31
II.5 Description théorique des effets MO.....	32
II.6 Réflectivité d'un système de multicouches non isotrope.....	35
II.6.1 Notations et formalisme.....	35
II.6.2 Propagation d'une onde plane dans un milieu non isotrope.....	36
II.6.3. Réflectivité optique d'un système de multicouches.....	38
II.6.4 Formalisme macroscopique générale pour les multicouches	40
II.7 La théorie de l'effet Kerr.....	44
II.8 La biréfringence.....	46
II.9 La base géométrique de MOKE.....	47
II.10 L'Hystérésis	49
II.10.1 La boucle d'Hystérésis.....	50
II.11 L'enregistrement magnéto optique.....	51
II.11.1 Les différents types des supports magnéto-optiques.....	51
II.11.2 Les disques magnéto-optiques effaçables.....	51
II.11.3 Les principes d'enregistrement et de lecture magnéto-optiques	52
Chapitre III: Instrumentations	
III.1 Introduction.....	55
III.2 La plaque quart d'onde simple.....	55
III.3 L'amplificateur lock-in	56
III.3.1 Le bloc diagramme	57
III.3.2 le travail du lock-in amplificateur.....	58
III.4 L'aimantation.....	59
III.5 Le photomultiplicateur.....	60
III.5.1 Principe du détecteur.....	61
III.5.2 Paramètres de détecteur.....	62
a) Réponse simple d'électron.....	62
III.5.3 Bruit dans le photomultiplicateur.....	63
a) Bruit du courant obscur.....	64
b) Bruit du à la structure de dynode.....	65
III. 6 le modulateur photoélastique PEM.....	66
III. 6.1 La forme	66
III. 6.2 Principe de fonctionnement du PEM.....	67

III. 6.3 L'effet de retardation (la compression et l'extension).....	68
III. 6.4 Utilisation comme modulateur.....	69
III. 6.5 Utilisation comme un analyseur.....	69
III. 6.6 Calibrage du modulateur.....	69
II.7 Préamplificateur.....	70
II.8 Le Polarimètre.....	71
a) La lumière polarisée.....	72
b) L'angle de Kerr.....	73
c) Modulateur photoélastique	75
III.9 Conclusions	76
Chapitre IV : Test expérimental de l'installation SMOKE	
IV.1 Principe de mesure Kerr.....	77
IV.2 Alignement de la manipulation.....	79
IV.2.1 Alignement du PEM.....	79
IV.2.2 Alignement de polarimétrie.....	82
IV.3 Réalisation du montage.....	85
IV.4 Procédure de mesure	85
IV.5 Test du SMOKE pour la couche Co.....	89
Conclusions et perspectives	
Bibliographie.	

Introduction générale

Le magnétisme est un vieux sujet traité par la physique dont les propriétés magnétiques de base des matériaux sont tout à fait connues. Néanmoins, depuis les années 80 [1], un intérêt croissant est apporté pour le magnétisme en couche mince métallique. Ceci a été directement lié aux nouvelles possibilités offertes pour préparer les films ultra-minces, les multicouches, les super-réseaux, et les caractériser à l'échelle de nanomètre (par exemple microscopes à balayage STM, AFM).

La technologie en couche mince est un nouveau secteur qui s'est développé rapidement depuis des décennies. De cette façon, il est devenu possible de concevoir les structures multicouches avec les propriétés magnétiques visées. Cette amélioration a conduit à découvrir de nouveaux phénomènes, tels que la magnétorésistance géante, qui a été exploitée rapidement pour fabriquer des têtes d'enregistrement [2].

L'énorme intérêt de l'utilisation du magnétisme dans les couches minces et les nano-structures a exigé de nouvelles techniques capables de rapporter une perspicacité profonde dans les propriétés magnétiques dans de tels systèmes [4]. L'une des techniques fréquemment utilisées pour analyser des échantillons ferromagnétiques minces est basée sur l'effet Kerr décrit par le révérend John Kerr 1877 [4,5]. Ceci comprend la rotation du plan de polarisation d'un faisceau lumineux une fois réflétiée d'une surface magnétisée. L'interaction entre la lumière d'incidence et la surface magnétisée tourne le plan de polarisation de la lumière d'incidence par une quantité qui est proportionnelle à la magnétisation de l'échantillon.

Les structures (nanostructures, couches minces...) ont conduit au développement de la technique SMOKE, qui à son tour incité a proposé des modèles théoriques.

La surface magnéto-optique l'effet Kerr (SMOKE) établit deux techniques l'une non destructive et l'autre optique dont l'utilisation combinée peut rapporter beaucoup d'informations sur le magnétisme dans les systèmes bas-dimensionnels, tels que les couches minces, des multicouches, et des structures modelées [6,7].

Introduction

Les mesures de SMOKE sont relativement faciles et économiques. En outre, il est possible d'analyser les échantillons positionnés à une grande distance de la source optique ainsi que le détecteur [8,9]

Depuis, SMOKE est devenue une des premières techniques du magnétisme de surface choisie et utilisée dans beaucoup de laboratoires à travers le monde entier.

En fin je termine cette introduction par la déclaration faite par monsieur Kerr décrivant la nature de cette technique :

"Simple peut être, mais pas sans effet; robuste, mais pas brut."

Dans ce travail on a procédé à la réalisation du magnétomètre SMOKE à partir des instruments qui ont l'avantage de limiter le rapport signal/bruits et l'analyse de l'échantillon pour atteindre des résultats précis.

Le chapitre I est consacré à l'étude de la technique de caractérisation d'une surface en donnant une vue générale sur la structure et ses propriétés électroniques. Au chapitre II, on a tenu à présenter les points importants de la théorie magnéto-optique. Cette dernière repose sur les équations fondamentales de l'optique (polarisation) spécifiant la théorie de l'effet Kerr.

La perfection de la réalisation de cette technique repose sur l'exactitude des instruments, c'est pourquoi on a consacré le chapitre III à l'étude détaillée au principe de leur fonctionnement précisent leur capacité et efficacité pour limiter la marge d'erreur lors des expériences a élaborée. Le dernier chapitre sera réservé à l'alignement de la manipulation, procédure de mesures. et on terminera par une conclusion générale.

Chapitre I

Technique de caractérisation de surface

I.1 Introduction

Habituellement, on appelle surface une zone séparant deux phases, pouvant être constituées d'un même corps, ou de deux corps différents.

Les surfaces solides ne sont jamais propres ; elles ont tendance à adsorber toutes les impuretés de l'atmosphère ambiante, les concentrant au niveau de la surface. Il se forme alors rapidement une couche de contamination qui empêche l'étude de la surface. A 300 K, sous une pression de 10^{-8} Torr, une surface initialement propre se recouvre d'une couche moléculaire en 3 minutes [10].

Pour éviter ce désagrément majeur, l'étude des surfaces solides doit se faire à une pression de l'ordre de 10^{-10} Torr, sous UHV (ultravide).

Une autre contamination peut provenir des impuretés de l'intérieur du solide, qui peuvent diffuser vers la surface (cette position leur étant généralement plus favorable).

I.2 Structure cristalline de surface

I.2.1. Relaxation et reconstruction

Les phénomènes de la relaxation et de la reconstruction impliquent des remises en ordre des atomes de surface (et proche de surface), ce processus conduit par l'énergétique du système c.-à-d. le désir de réduire l'énergie libre extérieure. Comme avec tous les processus, il peut y avoir des limitations cinétiques qui empêchent ou gênent ces remises en ordre à de basses températures.

Les deux processus peuvent se produire avec les surfaces propres dans le vide ultra haut, mais il doit se rappeler que l'adsorption des espèces sur la surface peut augmenter, changer ou même renverser le processus

a) Relaxation

La relaxation est une remise en ordre des couches extérieures qui peuvent néanmoins être significatives énergétiquement, et semble être banale pour des surfaces en métal. Elle comporte des ajustements dans les espacements de couches perpendiculaires à la surface, il n'y a aucun changement dans la périodicité parallèle à la surface ou à la symétrie de la surface.

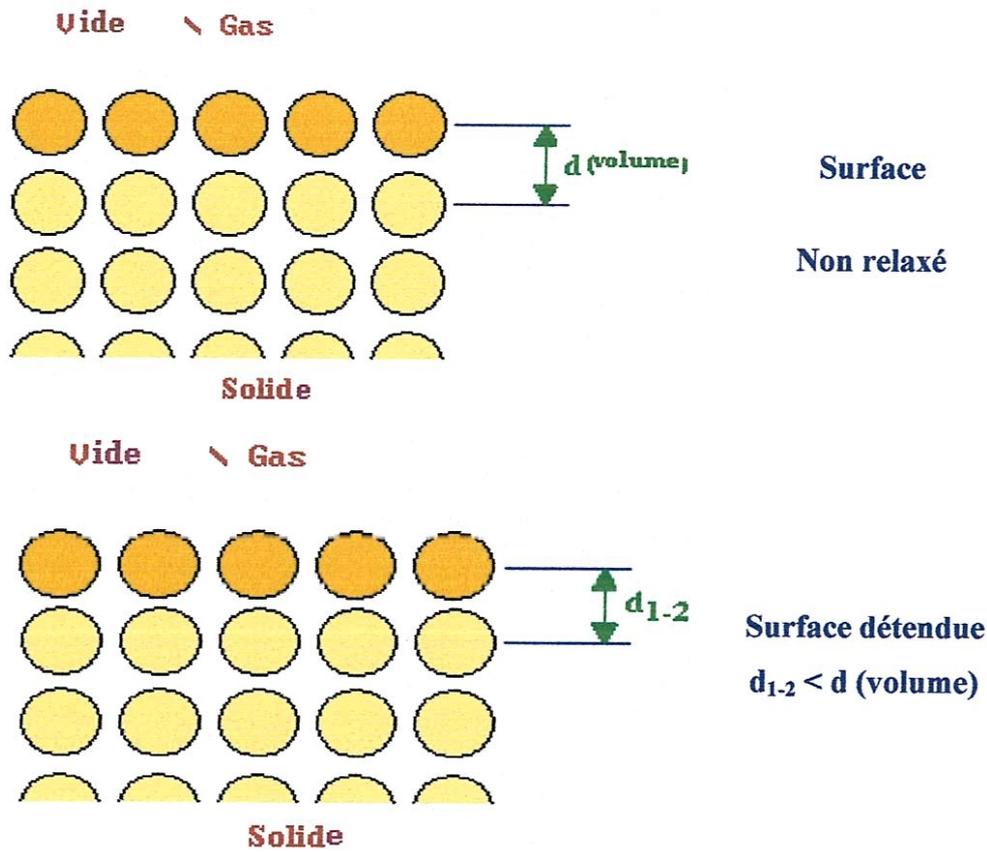


Figure 1.1 Représentation de la relaxation à l'échelle atomique [11]

b) Reconstruction

La reconstruction des surfaces est un effet beaucoup plus aisément observable, impliquant de plus grands (sur échelle atomique) déplacements des atomes extérieurs. Elle se produit avec plusieurs surfaces en métal moins stables (on l'observe fréquemment par exemple sur (110) surfaces de FCC), mais elle est beaucoup plus répandue sur des surfaces de semi-conducteur.

À la différence de la relaxation, le phénomène de la reconstruction implique un changement de la périodicité de la structure extérieure, le diagramme ci-dessous (fig.1.2 a) montre une surface, vue du côté, qui correspond à l'arrêt non construit de la structure en bloc

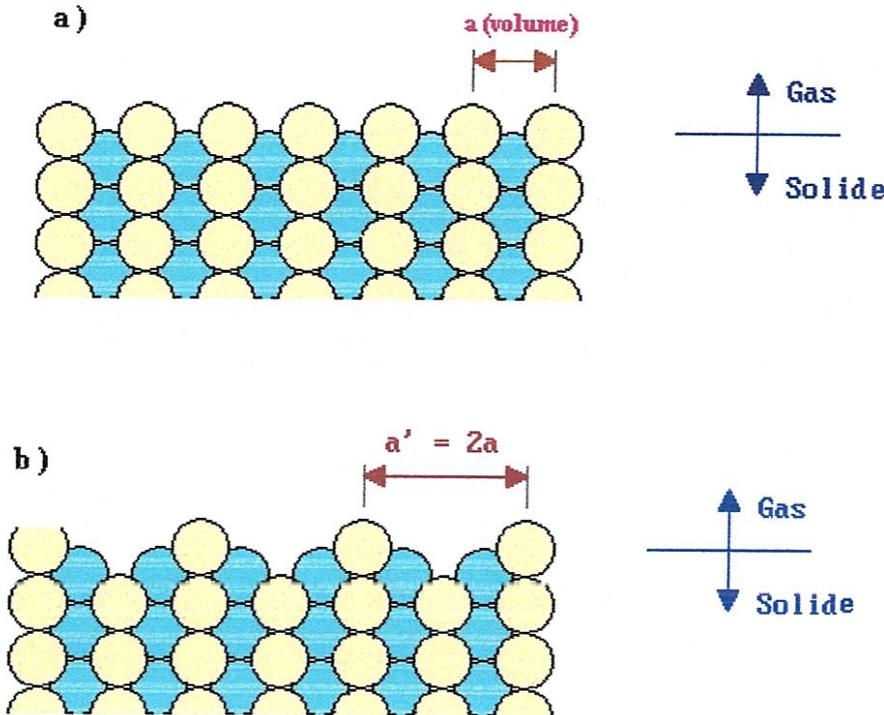


Figure 1.2 Diagramme de la reconstruction à l'échelle atomique [11]

Ceci peut être contrasté avec la figure 1.2 b) qui montre un schéma d'une surface reconstruite. Cet exemple particulier est semblable « au modèle manquant de rangée » proposé pour la structure d'un certain nombre de surfaces reconstruites en métal de (110) FCC.

Puisque la reconstruction implique un changement de la périodicité de la surface et dans certains cas aussi un changement de la symétrie extérieure, elle est aisément détectée pour employer les techniques extérieures de diffraction (par exemple LEED et RHEED).

1.2.2 Détermination de la structure de surface

La structure cristalline est habituellement déterminée par diffraction électronique. On utilise typiquement des électrons de longueur d'onde 1 \AA pour avoir une bonne diffraction, correspondant à l'énergie cinétique définie par l'équation II.1 :

$$E_c = \left(\frac{h}{\lambda} \right)^2 \frac{1}{2m} \approx 150 \text{ eV} \quad (\text{II.1})$$

Le libre parcours moyen d'un tel électron en volume est de quelques Angstrom. Cette diffraction d'électrons de faible énergie est appelée LEED pour Low Energy Electron Diffraction.

L'analyse des électrons émis donne accès, comme pour la diffraction en volume à la forme du réseau réciproque de la surface.

Celui-ci est constitué des vecteurs \vec{k} tels que $\exp(i\vec{k}\vec{r})=1$ pour tout vecteur \vec{k} du réseau direct de la surface, donc pour $\vec{r} = n\vec{a} + m\vec{b}$, ils sont : $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$, où k_x et k_y appartiennent au réseau réciproque à deux dimensions de la surface, et où k_z est quelconque. Ce réseau réciproque est donc constitué de lignes suivant la direction Oz (Orthogonales à la surface).

Un électron de vecteur d'onde incident \vec{k}_i , diffuse élastiquement par le réseau du voisinage de la surface à un vecteur d'onde final. La condition de diffusion de Von Laue s'écrit ici :

$$\vec{k}_f - \vec{k}_i = \vec{K} \quad (\text{II.2})$$

Où \vec{K} appartient au réseau réciproque, et avec $\|\vec{k}_f\| = \|\vec{k}_i\|$.

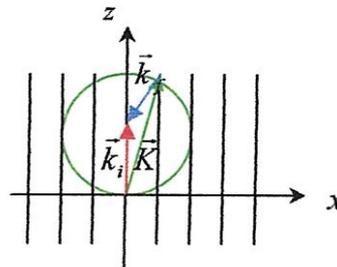


Figure 1.3 Construction d'Ewald [10]

La liaison entre ces vecteurs et le réseau réciproque se fait par la construction d'Ewald (ci-contre, pour un vecteur d'onde incident normal à la surface). Un point sur la figure de diffraction correspond à un vecteur \vec{k}_f , qui correspond à un point du réseau réciproque.

Cependant, l'obtention de la structure de la surface ainsi que des distances inter atomiques à partir de ces résultats n'est pas une tâche aisée.

Ces résultats sont plus facilement obtenus aujourd'hui par l'observation directe au microscope à effet tunnel.

Le microscope électronique à transmission permet également d'atteindre la résolution atomique, mais il n'est pas bien adapté à des observations de surface.

I.3 Surfaces cristallines

I.3.1 Facettes et terrasses

Considérons un solide que l'on clive : la formation de la surface est plus favorable au voisinage d'un plan cristallin de faibles indices de Miller. Une telle surface est dite une surface vicinale apparaît comme une succession de terrasses de longueur l , séparées par des marches dont la hauteur est le paramètre de maille a . Globalement, la surface forme un angle $\theta \approx \frac{1}{n}$ avec le plan d'indice de Miller bas (qui est (01) sur le réseau cubique de la figure).

(2.4).

La tension superficielle de cette surface est $\gamma(\theta)$ et l'énergie par unité de surface d'une terrasse (dans le plan $\theta = 0$) est donc :

$$E(\theta) = \frac{\gamma(\theta)}{\cos \theta} \quad (\text{II.3})$$

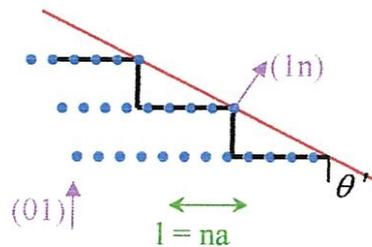


Figure 1.4 Facettes et terrasses

On introduit alors l'énergie par unité de longueur b due à la présence d'une marche :

$$E(\theta) = \gamma(0) + \frac{\beta}{l} = \gamma(0) + \beta \frac{|\theta|}{a} \quad (\text{II.4})$$

et on assimile approximativement $E(\theta)$ à la tension de surface

$$\gamma(\theta) = E(\theta) \cos \theta \approx E(\theta) \quad (\text{II.5})$$

$$\gamma(\theta) = \gamma(0) + \beta \frac{|\theta|}{a} \quad (\text{II.6})$$

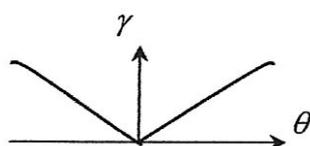


Figure.1.5 La tension superficielle en fonction de l'angle du plan

La tension superficielle d'un solide cristallin est donc anisotrope. Plus précisément, le tracé de en coordonnées polaires possède un point angulaire en chaque valeur rationnelle de j , et celui-ci est d'autant plus profond que cette valeur correspond à de bas indices de Miller.

Cependant, à température non nulle, les fluctuations vont plus facilement faire déplacer les atomes pour les surfaces dont les indices de Miller sont plus grands. Cela a donc pour effet sur la figure de gommer les points anguleux les moins profonds.

I.4 Structures d'adsorbant

Beaucoup d'atomes et molécules forment des couches commandées d'adsorbant (ad couches) sur une surface de bas index à certaines températures [13] :

- Proportionné - rapport bien défini avec la structure de substrat
- disproportionné - indépendant de structure d'adsorbant de substrat.

I.4.1 Emplacements d'adsorption

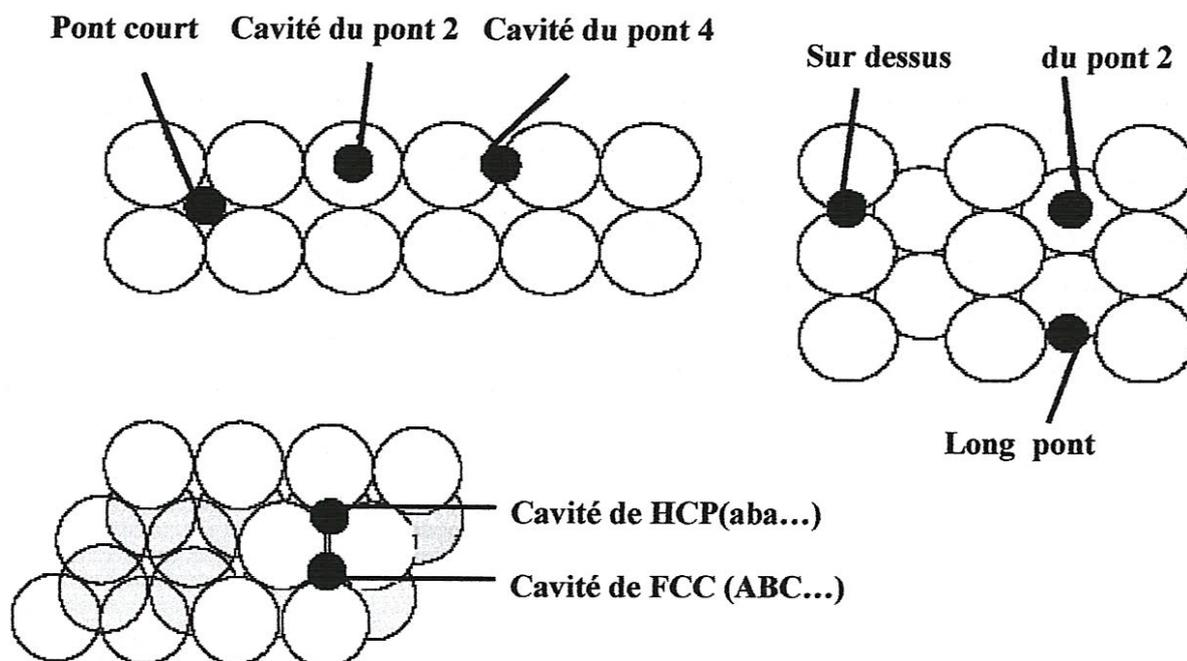


Figure.1.6 Schémas de l'emplacement de l'adsorption [13]

Comment les molécules s'attachent-elles sur des surfaces ?

Il y a deux principaux modes d'adsorption des molécules sur des surfaces :

(Physisorption)	Adsorption physique
(sorption chimique)	Adsorption chimique

La base de la distinction est la nature de la liaison entre la molécule et la surface qui sont l'adsorption physique et sorption chimique.

I.4.2 Adsorption physique : la seule liaison est de faible force de Van der Waals. Il n'y a aucune redistribution significative de densité d'électron dans la molécule ou sur la surface de substrat.

I.4.3 Sorption chimique : une liaison chimique, impliquant la remise en ordre substantielle de la densité d'électron, est formée entre l'adsorbant et le substrat. La nature de ce lien peut se trouver n'importe où entre les extrémités du caractère covalent ionique.

I.4.4 Le procédé de désorption

Les espèces adsorbées actuelles sur une surface à de basses températures peuvent rester presque indéfiniment dans cet état. Mais à mesure que la température du substrat est augmentée, plusieurs phénomènes peuvent produire :

1. les espèces moléculaires peuvent se décomposer pour rapporter les produits en phase gazeux.
2. un adsorbant atomique peut réagir avec le substrat pour rapporter un composé extérieur spécifique, ou pour se répandre dans la partie du solide fondamental.
3. les espèces peuvent désorber de la surface et se retourner dans la phase gazeuse.

Le bout de ces options est le procédé de désorption. En l'absence de la décomposition les espèces de désorption seront généralement les mêmes que celle à l'origine adsorbée mais ce n'est pas nécessairement toujours le cas.

I.4.5 Terminologie des notes

Substrat - fréquemment décrit la surface pleine sur laquelle l'adsorption peut se produire.

Adsorbant- la limite générale pour les espèces atomiques ou moléculaires qui sont adsorbées sur le substrat.

Adsorption - le processus dans lequel une molécule devient adsorbée sur une surface d'une autre phase (à distinguer de l'absorption qui est employée en décrivant la prise dans la partie d'une phase pleine ou liquide)

I.5 Notion de couche mince

I.5.1 Définition d'une couche mince

Une **couche mince** est une fine pellicule d'un matériau déposée sur un autre matériau, appelé « substrat ». Le but de la couche mince est de donner des propriétés particulières à la surface de la pièce tout en bénéficiant des propriétés massives du substrat (en général : tenue mécanique) [14] :

- conductivité électrique : métallisation de la surface, par exemple pour observer un échantillon isolant au microscope électronique à balayage.
- optique : tain du miroir, traitement anti-reflet des objectifs d'appareil photo, nickelage des casques de pompiers pour réfléchir la chaleur (infrarouges).

I.5.2 Caractéristique des couches minces

Par principe une couche mince d'un matériau donné est un élément de ce matériau dont l'une des dimensions, qu'on appelle l'épaisseur qui a été fortement réduite de telle sorte qu'elle s'exprime en nanomètres et que cette faible distance entre les deux surfaces limites (ce quasi bidimensionnel) entraîne une perturbation de la majorité des propriétés physiques. La différence essentielle entre le matériau à l'état massif et à l'état de couches minces est en effet liée au fait que dans l'état massif on néglige généralement avec raison le rôle des limites dans les propriétés, tandis que dans une couche mince ce sont au contraire les effets liés aux surfaces limites qui sont prépondérants. Il est assez évident que plus l'épaisseur sera faible et plus cet effet de bidimensionnelle sera exacerbé, et qu'inversement lorsque l'épaisseur d'une

couche mince dépassera un certain seuil l'effet d'épaisseur deviendra minime et le matériau retrouvera les propriétés bien connues du matériau massif [15].

La seconde caractéristique essentielle d'une couche mince est que, quelle que soit la procédure employée pour sa fabrication, une couche mince est toujours solidaire d'un support sur lequel elle est construite (même si, après coup, il arrive parfois que l'on sépare le film mince dudit support). En conséquence il sera impératif de tenir compte de ce fait majeur dans la conception, à savoir que le support influence très fortement les propriétés structurales de la couche qui y est déposée. Ainsi une couche mince d'un même matériau, de même épaisseur pourra avoir des propriétés physiques sensiblement différentes selon qu'elle sera déposée sur un substrat isolant amorphe tel le verre, ou un substrat monocristallin comme silicium.

I.5.2.1 Mesure de l'épaisseur

La caractéristique essentielle d'une couche mince étant sa faible épaisseur, il paraît légitime de préciser celle-ci en premier lieu.

a) Procédés optiques

Son principe est basé sur la génération de franges d'interférence entre un faisceau lumineux monochromatique incident et réfléchi par la couche, selon la méthode du coin d'air. Si le substrat est aussi réflecteur la marche due à l'épaisseur de la couche va se traduire par un décalage des franges de cette même épaisseur. Sachant que deux franges sont distantes d'une demi-longueur d'onde il est aisé d'en tirer l'épaisseur de la couche. On utilise la raie du sodium (589.0nm) le plus souvent et la précision, grâce à un agrandissement microscopique (et photographique) peut atteindre 5nm.

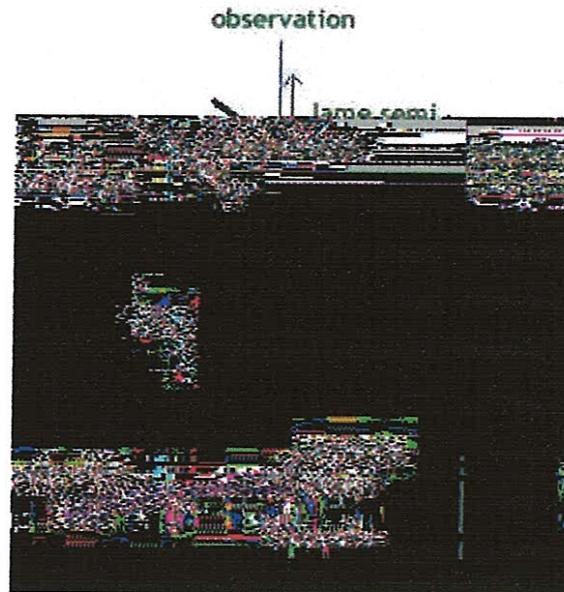


Figure.1.7 Procédé optique [15]

I.5.2.2 Détermination de la structure

En métallurgie des poudres ou des monocristaux, on a coutume d'analyser la structure des matériaux par le faisceau de la diffraction des rayons X traversant ledit matériau

Les effets des contraintes internes peuvent se traduire par des changements de position et l'élargissement des raies du spectre de RX. La dérive des lignes est caractéristique d'un changement de paramètre du réseau dû soit aux contraintes, soit à l'influence d'atomes étrangers présents dans le réseau. En général ce paramètre augmente avec l'épaisseur ce qui est caractéristique d'une décroissance des contraintes quand l'épaisseur augmente.

L'étude de la forme des lignes de diffraction donne des indications sur la taille des cristallites mais les micros contraintes ont aussi un effet sur cette forme. En fait, on peut faire la discrimination entre ces deux causes en raison du fait que seuls les effets de taille de grain s'appliquent sur tous les ordres de diffraction.

I.5.2.3 Morphologie d'une couche mince

Le microscope à balayage (MEB) peut être utilisé pour l'étude analytique des surfaces sous fort grossissement. Par rapport au microscope optique il présente l'avantage essentiel d'une résolution accrue et d'une profondeur de champ importante, mais en plus le bombardement d'une surface par des électrons peut induire tout un ensemble de phénomènes exploitables pour l'analyse.

Le grossissement varie généralement de 20 à 10^5 , tandis que la résolution est typiquement de 10nm et peut dans certains matériels descendre à moins de 3nm.

Dans un MEB, le canon à électrons émet un faisceau dont le diamètre détermine la résolution spatiale ultime, et dont l'énergie, de 1 à 40 keV, est dissipée à la surface de l'échantillon à analyser. Il en résulte localement une émission de RX, d'électrons secondaires et d'électrons rétro diffusés qui tous peuvent être collectés, amplifiés et utilisés pour moduler en synchronisme le faisceau d'un tube cathodique balayé en synchronisme avec celui du MEB.

I.5.2.4 Analyse des contraintes

En raison des procédures employées pour fabriquer des films minces, ceux-ci sont souvent contraints. La direction d'une contrainte dans un film peut être déterminée parfois par simple examen à l'oeil nu dans le cas d'un substrat mince recouvert sur une seule face. Si le coté recouvert est concave, la couche est en tension, elle est comprimée dans le cas inverse. La mesure du rayon de courbure donne la contrainte:

$$S = \left\{ E/6(1-\nu)r(t_s^2/t_f) \right\} \text{ Relation dans laquelle:}$$

- E module d'Young du matériau, ν coefficient de Poisson du substrat, t_s épaisseur du substrat
- Épaisseur du film, r rayon de courbure

En fait la validité de cette relation nécessite deux conditions principales: une liaison importante entre le film et le substrat et pas de déformation plastique à l'interface. Cela signifie que lors du dépôt, et tout particulièrement au début, il n'y a pas eu de variation anormale de la température. On devra donc prendre garde à ce problème thermique lors de la réalisation.

I.5.2.5 adhérence

On vient de signaler l'importance de l'adhérence dans l'évaluation significative des contraintes. Il apparaît très difficile de préciser quantitativement les interactions atomiques ou moléculaires responsables de cette adhérence.

En pratique on procède à 2 types de tests appelés par les anglo-saxons "tape and scratch methods":

(1) Dans le premier cas, un ruban adhésif est appliqué sur la surface du film, puis arraché et examiné. Si le film est arraché, on peut procéder à des essais faisant varier l'angle d'incidence de l'arrachement ce qui peut donner des indications quantitatives.

(2) le scratch test utilise un stylet chargé que l'on déplace sur le film: un film peu adhérent sera rayé. Ici encore en jouant sur la charge on peut quantifier l'adhérence, mais il faut tenir compte de la dureté du film dans l'interprétation.

(3) un troisième test me paraît plus significatif: il consiste à coller avec une colle à haute résistance de type cyanoacrylate, une pièce métallique, puis à appliquer une force de traction croissante jusqu'à rupture, soit du collage, soit de l'adhérence couche - substrat. Notons que pour que cet essai soit idéal, il faudrait que la géométrie de la couche recouvre exactement celle de la pièce d'essai, que la colle ne réagisse pas chimiquement avec le film et que la force appliquée n'ait pas de composante transversale. A titre d'exemple, une couche d'or déposée par évaporation thermique sur substrat de silice polie optiquement est arrachée dès que la force dépasse quelques kg/cm² tandis qu'une couche d'alumine sur substrat d'acier poli supporte plus de 350 kg/cm². Le test au ruban adhésif est souvent pratiqué non pour quantifier l'adhérence mais plutôt pour constater la propreté du substrat (un substrat bien nettoyé est gage de bonne adhérence).

I.5.2.6 composition

L'aspect le plus important d'une caractérisation de couche mince est sans doute l'analyse de sa composition. Les méthodes analytiques, classiques avec les matériaux massifs, sont le plus souvent en défaut en raison du peu de matière dont on dispose d'une part, (rappelons qu'un film de 1 cm² de 100nm d'épaisseur d'un matériau de densité 10 représente 100µg), et d'autre part, en raison de l'exigence de séparation totale du film et du substrat, et enfin parce que ces méthodes sont souvent globales et ne permettent pas de préciser le profil de composition dans l'épaisseur, ou le positionnement des impuretés.

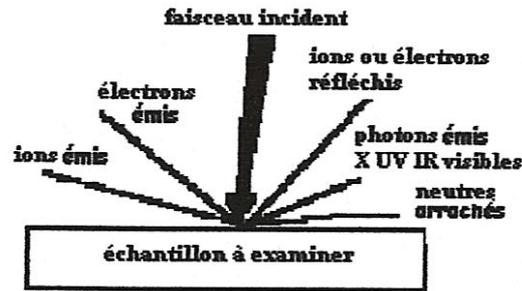


Figure 1.8 Procédé optique [15]

C'est pourquoi on va privilégier les méthodes non destructives d'analyse de surface, susceptibles de détecter une monocouche. La plupart font appel à l'excitation de cette surface par un projectile d'énergie précise et à l'analyse des émissions en résultant, caractéristiques des atomes émetteurs. Le spectre d'énergie émis permet en général d'identifier les atomes émetteurs, tandis que les intensités relatives conduisent au rapport de composition de la zone superficielle examinée.

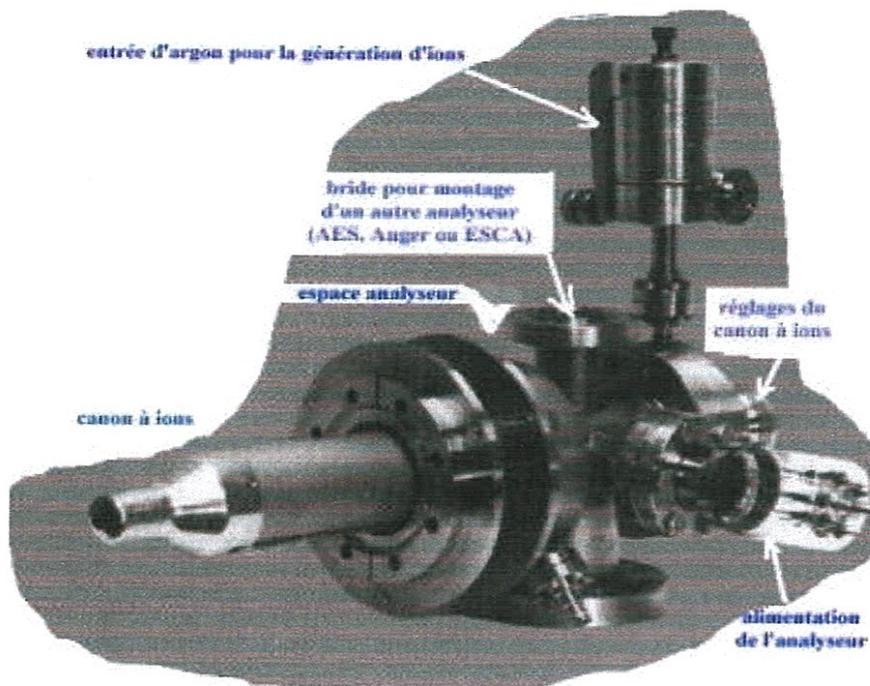


Figure 1.9 Exemple de module d'analyse de surface. (Doc. Instruments SA) [15]

Dans la figure ci-dessus la partie avant (sortie du canon à ions et entrée de l'espace analyseur) est sous ultravide

- Il résulte de ces caractéristiques essentielles d'une couche mince la conséquence suivante: une couche mince est **anisotrope** par construction

I.5.3 Les méthodes de fabrication de couche mince

Les méthodes de préparation de couches minces sont extrêmement nombreuses. Nous ne citerons ici que les plus couramment employées dans le domaine de l'électronique (ce qui tendrait à exclure quasiment toutes les applications et méthodes spécifiques de la chimie, la pharmacie, la biologie... Cependant en raison de leur importance économique nous avons consacré quelques paragraphes à ces domaines).

Les principales méthodologies de fabrication utilisées par les fabricants de composants électroniques actifs ou passifs font appel à des procédures physiques de dépôt du matériau sur un substrat initialement dépourvu de dépôt. La couche mince va donc croître en épaisseur à partir de zéro. Il est à noter que bien que l'on dispose de procédés de décapage permettant d'araser angström par angström un matériau, on n'utilise pratiquement jamais ce moyen pour obtenir une couche mince d'épaisseur donnée.

► En pratique on peut distinguer deux grandes familles de méthodes, celles qui font appel à un gaz porteur pour déplacer le matériau à déposer d'un récipient au substrat et qui s'apparentent aux techniques de diffusion utilisées dans la fabrication des composants actifs, et celles qui impliquent un environnement à pression très réduite et dans lesquelles le matériau à déposer sera véhiculé grâce à une impulsion initiale de nature thermique ou mécanique

a) technique du vide

Dans la plupart des cas, une couche mince va être déposée sur un substrat dans un environnement de vide poussé. Il existe deux grandes familles de moyen de production de vide: celle qui conduit au vide dit "classique" et celle qui génère un ultravide, encore appelé vide "propre". Dans chacune de ces techniques le vide poussé sera obtenu en deux étapes, une étape dite primaire qui exploitera un principe de pompage et conduira à des pressions réduites de l'ordre de 10^{-2} Pa et une étape secondaire utilisant des pompes nécessitant un pré vidage pour fonctionner et amenant l'enceinte associée à de très basses pressions (10^{-5} Pa jusqu'à 10^{-10} Pa)

I.5.4 Application des couches minces

La mise en oeuvre de technologies de fabrication de couches minces a conduit à de nombreuses applications dans des domaines très divers. Nous citerons, sans prétendre être

exhaustif, le domaine des composants électroniques, celui des transducteurs pour capteurs, l'optique, la décoration et la protection des surfaces

I.5.4.1 couches minces dans les composants et dispositifs électroniques

a) l'interconnexion

Dès le début du développement des composants semi-conducteurs intégrés les technologies couches minces se sont révélées d'un intérêt fondamental pour assurer les interconnexions entre éléments distants d'une même puce. Pour cela trois matériaux ont été principalement utilisés. En premier lieu, l'aluminium qui est facile à déposer par évaporation thermique, bon conducteur de l'électricité, facile à interconnecter à un fil de liaison en aluminium par soudure à ultrasons et d'un coût modique. C'est le matériau type exploité dans des circuits tels les amplificateurs opérationnels.

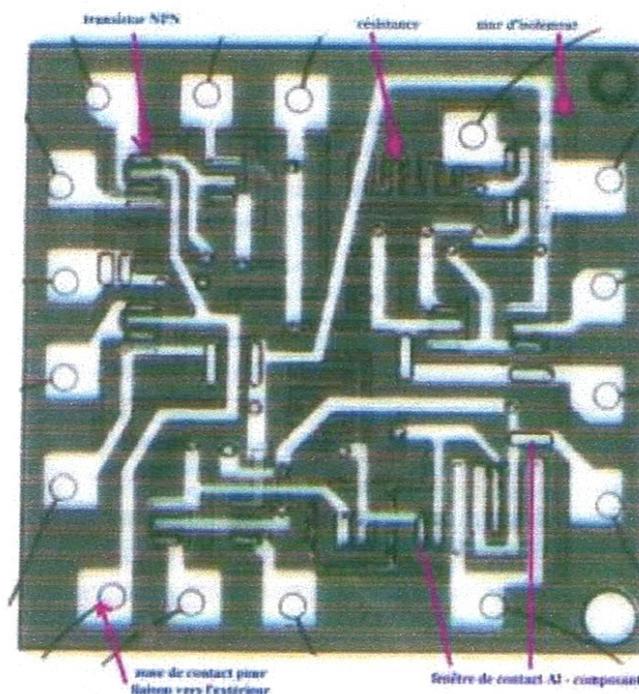


Figure 1.10 (ex d'ampli-op) en blanc les couches d'aluminium servant aux interconnexions

[15]

Typiquement on va l'utiliser sous forme de couches de 2 à 3 μm d'épaisseur.

L'or qui présente l'avantage d'une meilleure conductibilité et aucun risque d'oxydation va être employé aussi, mais plus fréquemment pour assurer les interconnexions entre éléments discrets en technologie hybride. Dans ce cas il arrive qu'on interpose entre la céramique support et la couche d'or une sous-couche d'accrochage de chrome de <30nm d'épaisseur. Les liaisons vers l'extérieur se font alors par thermo compression ce qui exige une surépaisseur d'or obtenue par galvanoplastie aux endroits concernés.

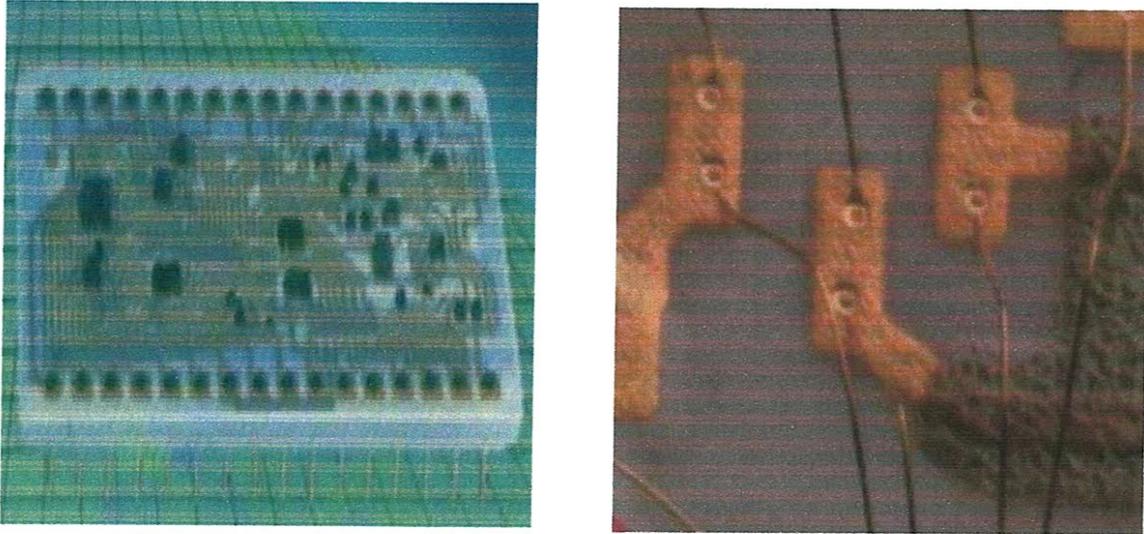


Figure 1.11 Circuits hybrides avec liaisons par couches d'or [15]

Depuis quelque temps on a commencé à exploiter des couches de cuivre comme matériau d'interconnexion car le cuivre présente l'avantage d'avoir la plus faible résistivité ce qui se révèle très important dans les dispositifs ultra miniaturisés fonctionnant à des fréquences très élevées tels les microprocesseurs à 1GHz et au-delà.

I.5.4.2 technologies pour les capteurs

L'exploitation des technologies couches minces pour la réalisation de capteurs physiques ou chimiques est très importante. En pratique on va constater plusieurs catégories d'application. On peut distinguer les applications impliquant le silicium comme substrat et les autres.

a) substrat silicium

Lorsqu'on utilise des couches sur support silicium c'est qu'on associe toutes les technologies silicium (nanotechnologies) aux technologies couches minces. Le silicium va servir à la fois

de support pour les couches minces, mais aussi de corps d'épreuve pour le capteur et de support pour les composants électroniques associés au capteur (conditionneur). Les couches minces pourront être en silicium (dépôt par épitaxie d'une couche de type P sur une couche N ou inversement), mais aussi de type monométalliques ou alliages (cas de divers capteurs de mesure physique : résistance, couche magnétique...). Il peut aussi s'agir de capteurs chimiques (couches d'oxydes métalliques).

I.6 Diffraction à énergie réduite d'électron (LEED)

Si un cristal est coupé le long d'un certain plan, alors les atomes près de la surface peuvent jaillir soient dérangés de leurs positions d'équilibre dans le volume. Ceci mène aux changements des positions relatives de la surface et des atomes extérieurs proches (reconstruction extérieure). De tels changements peuvent être explorés avec LEED. La structure cristallographique extérieure peut être déterminée en bombardant la surface avec les électrons à énergie réduite (approximativement 10-200 eV) et observer les électrons diffractés comme taches sur un écran phosphorescent [12].

LEED (Low Energy Electron Diffraction) est la technique principale pour la détermination des structures extérieures

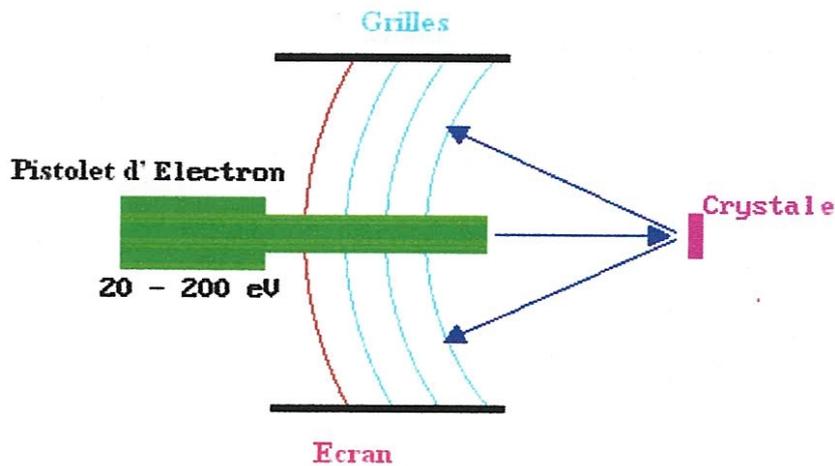


Figure 1.12 Schéma du dispositif expérimental du LEED [11]

I.7 Diffraction de grande énergie d'électron de réflexion (RHEED)

Afin d'extraire l'information structurale extérieure à partir de la diffraction des électrons de grande énergie donc, la technique doit être adaptée et la manière la plus facile de faire ceci est d'employer une géométrie de réflexion dans laquelle le faisceau d'électrons est incident à l'angle très écorché- on le connaît alors en tant que diffraction de grande énergie d'électron de réflexion (RHEED).

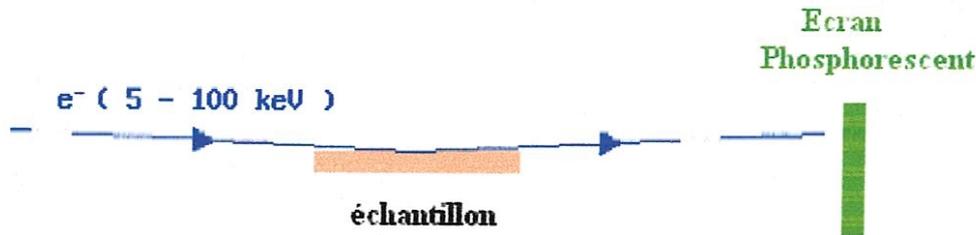


Figure 1.13 Schéma du dispositif expérimental du RHEED [11]

Le diagramme ci-dessus montre l'installation de base pour une expérience de RHEED, avec l'échantillon vu bord sur. Dans la pratique l'écran de visualisation est habituellement un phosphore enduisant sur l'intérieur d'une fenêtre de vide (clôture) et le diagramme diffraction peut être regardé et enregistré du côté atmosphérique de la fenêtre. Les petits angles de dispersion impliqués sont compensés en employant des distances relativement grandes d'échantillon/écran.

I.8 Propriétés électroniques des surfaces

I.8.1 Modèle du jellium

Considérons la surface qui sépare un solide métallique du vide. Le solide est constitué d'ions créant une charge positive, que l'on considère comme uniforme, et d'électrons que cette charge confine à l'intérieur du volume.

Dans ces conditions, les fonctions d'onde électroniques vérifient

L'équation de Schrödinger :

$$\begin{cases} -\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \bar{\nabla}_{//}^2 \Psi \right) - eV_0 \Psi = \varepsilon \Psi & \text{pour } x < 0 \\ -\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \bar{\nabla}_{//}^2 \Psi \right) = \varepsilon \Psi & \text{pour } x > 0 \end{cases} \quad (\text{II.7})$$

Pour respecter la continuité de ψ et $\frac{\partial\psi}{\partial x}$ à la surface, on recherche des solutions sous forme d'ondes planes

$$\begin{cases} \Psi(x) = \Psi_1 e^{ikx} e^{i\bar{k}_{||}\bar{r}} & \text{pour } x < 0 \\ \Psi(x) = \Psi_1 e^{Kx} e^{i\bar{k}_{||}\bar{r}} & \text{pour } x > 0 \end{cases} \quad (\text{II.8})$$

Pour un état lié $\psi(x=\infty)=0$ donc $K < 0$ le système nous donne:

$$\begin{cases} -\frac{\hbar^2}{2m}(K^2 - \bar{k}_{||}^2) = \varepsilon \\ -\frac{\hbar^2}{2m}(K^2 - \bar{k}_{||}^2) - eV_0 = \varepsilon \end{cases} \quad (\text{II.9})$$

Est en déduit:

$$\begin{aligned} -\frac{\hbar^2}{2m}(K^2 + k^2) + eV_0 &= 0 \\ K^2 + k^2 &= k_0^2 \\ \text{ou } eV_0 &= \frac{\hbar^2 k_0^2}{2m} \end{aligned} \quad (\text{II.10})$$

Pour un état de fonction d'onde $\psi(x)$, la densité de charge correspondante à l'extérieur

$$\rho(x) = -e|\Psi(x)|^2 \propto e^{2Kx} \quad (\text{II.11})$$

La densité d'états dans ce puits de potentiel étant proportionnelle à k , la densité de charge totale est donc (à température nulle) :

$$\rho_{\text{tot}}(x) \propto -e \int_0^{k_F} k^2 e^{-2\sqrt{k_0^2 - k^2}x} dk \quad (\text{II.12})$$

Et cette expression est dominée par e^{-2k_0x} . La décroissance exponentielle se fait donc sur une longueur de l'ordre de :

$$\lambda = \frac{\hbar}{2\sqrt{2meV_0}} \quad (\text{II.13})$$

Chapitre II

L'effet Kerr

II.1 Introduction:

Nous avons vu précédemment la structure et les propriétés électroniques et magnétiques des surfaces des films et des couches minces. Ce présent chapitre décrit la physique de l'effet Kerr et les notions fondamentales d'optiques permettant une bonne compréhension des mesures.

On qualifie de phénomènes Magnéto-optiques (MO) tout effet induit par un matériau magnétique sur de la lumière. Par exemple, l'effet Zeeman décrit la variation de fréquence de la lumière émise par des atomes placés dans un champ magnétique. Les effets Faraday, Cotton-Mouton et Voigt sont d'autres effets MO que nous allons brièvement d'écrire. Le premier effet MO fut décrit par Michael Faraday en 1845[16]. Il a constaté qu'en envoyant de la lumière polarisée linéairement au travers d'un échantillon magnétique, aimanté selon la direction de propagation de la lumière, le plan de polarisation de la lumière émergente subit une rotation d'un angle θ_f . La rotation Faraday résulte du fait que l'une des polarisations circulaires se propage un peu plus vite que l'autre, ce qui se traduit par la différence des parties réelles de ces indices.

La partie imaginaire des indices décrit l'absorption du matériau et engendre une ellipticité car une composante circulaire sera plus atténuée que l'autre.

Les effets Voigt et Cotton-Mouton ont été découverts en 1902 et 1907. Le premier s'applique au cas où la lumière passe à travers un milieu gazeux et le second un milieu liquide.

II. 2 États de polarisation de lumière

Les ondes en général sont des moyens pour transporter l'énergie. Toutes les formes d'énergie EM partagent trois caractéristiques fondamentales. Déplaçant à haute vitesse ; a assument les propriétés des ondes; et ils rayonnent à l'extérieur d'une source.

II.2.1 Le temps et l'évolution spatiale d'une onde EM

Des ondes électromagnétiques sont caractérisées par un champ électrique E et un champ magnétique H , relié par des équations de Maxwell. La connaissance de la partie électrique fournit seule une description complète de l'onde EM

L'onde plane EM à une fréquence ω , qui se propage dans une direction imposée par un vecteur d'onde de la lumière k . La propagation du temps (t) et de l'espace (r) des ondes EM en général $E = [E_x, E_y, E_z]$ est décrite par les équations suivantes:

$$\begin{aligned} E_x(r, t) &= E_{x, \max} \cos(\omega t - k \cdot r - \delta_x) \\ E_y(r, t) &= E_{y, \max} \cos(\omega t - k \cdot r - \delta_y) \\ E_z(r, t) &= E_{z, \max} \cos(\omega t - k \cdot r - \delta_z) \end{aligned} \quad (\text{II. 1})$$

Avec $E_{x, \max}, E_{y, \max}, E_{z, \max}$ les valeurs maximums des composantes du champ électrique des directions x, y, z ayons des phases de retardations $\delta_x, \delta_y, \delta_z$ Ainsi, une telle description exige la connaissance de ces 6 paramètres

II.2.2 Introduction à la polarisation de la lumière:

La solution des équations de Maxwell impose que l'onde EM est transversale en cas d'un milieu isotrope. Ceci signifie que E et H doivent être perpendiculaire entre eux et à la direction de la propagation de lumière k . c à d $\vec{E} \cdot \vec{k} = 0, \vec{H} \cdot \vec{k} = 0$. Par conséquent, à une position et un temps donnés du champ électrique E on peut l'exprimer à deux dimension en:

$$\vec{E} = E_s \hat{e}_s + E_p \hat{e}_p \quad (\text{II.2})$$

Avec E_s et E_p les amplitudes modales leur valeurs peut être déterminé des relations $E_s = E \hat{e}_s$ et $E_p = E \hat{e}_p$ avec $E_{s/p} = |E_{s/p}| \exp[i\delta_{s/p}]$ et \hat{e}_s, \hat{e}_p les vecteurs modales de polarisations perpendiculaire entre eux $\hat{e}_s \cdot \hat{e}_p = 0$ est à la direction k .

II.2.3 Etat de polarisation elliptique :

L'état de polarisation le plus général d'une onde électromagnétique est l'état de polarisation elliptique Les polarisations linéaire et circulaire pouvant être vues comme des polarisations elliptiques particulières. Le champ électrique E d'une onde elliptique est caractérisé par la dépendance temporelle de ses composantes, en notation réelle:

$$\begin{aligned} E_s(r,t) &= \Re(E_{s0} \exp[-i\omega t + ik \cdot r]) \\ E_p(r,t) &= \Re(E_{p0} \exp[-i\omega t + ik \cdot r]) \end{aligned} \quad (\text{II. 3})$$

Pour décrire une polarisation elliptique générale, nous devons savoir deux valeurs des quatre quantités suivantes:

- ❖ L'angle θ : est l'angle de rotation entre l'axe principal de la polarisation ellipse et la direction s
- ❖ L'ellipticité η : est lié au rapport d'axe entre le mineur b , et le principal a du polarisation elliptique $\tan \varepsilon = b/a$
- ❖ Le rapport entre les amplitudes modales s et p : $\tan \Omega = |E_p|/|E_s| = |E_{p0}|/|E_{s0}|$ elle exprime le rapport maximum des valeurs du champ électrique dans les directions s et p .
- ❖ Le déphasage entre les amplitudes modales s et p :
 $\phi = \arg(E_p) - \arg(E_s) = \arg(E_{p0}) - \arg(E_{s0}) = \delta_p - \delta_s$

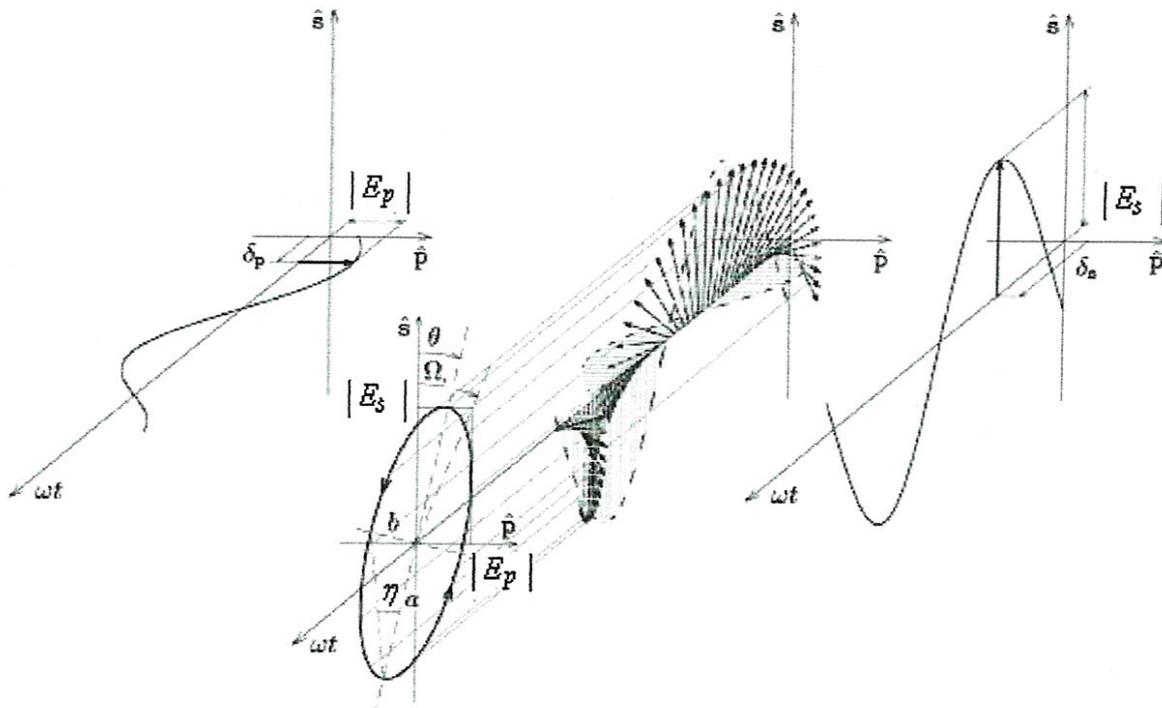


Figure 2.1 L'évolution du vecteur du champ électrique E à une position de l'espace donnée décomposée selon les directions s et p

Ces quatre variables sont reliés entre eux par les équations suivantes:

$$\tan 2\theta = \tan 2\Omega \cos \phi \quad (\text{II. 4})$$

$$\sin 2\eta = \sin 2\Omega \sin \phi \quad (\text{II. 5})$$

$$\tan \Omega \exp[i\phi] = \frac{E_p}{E_s} = \frac{E_{p0}}{E_{s0}} = \frac{\tan \theta - i \tan \phi}{1 + i \tan \theta \tan \phi} \quad (\text{II.6})$$

C'est préférable de définir le nombre complexe ξ comme le rapport entre E_p et E_s

On aura:

$$\xi = \frac{E_s}{E_p} = \frac{\tan \theta (1 - \tan \eta^2)}{1 + \tan \theta^2 \tan \eta^2} + i \frac{\tan \eta (1 - \tan \theta^2)}{1 + \tan \theta^2 \tan \eta^2} \quad (\text{II.7})$$

Dans le cas particulier où θ et η sont très petits, l'équation se simplifie beaucoup, et nous donne:

$$\xi \approx \theta + i\eta \quad (\text{II.8})$$

II.2.4 Formalisme de Jones:

Quand une lumière polarisée traverse les éléments optiques, son état de polarisation, en général, est modifié. Ceci peut être décrit dans le cadre du formalisme de Jones.

Dans ce qui suit, nous nous limitons au formalisme de Jones dans une base appropriée d'une onde linéairement polarisé s et p . Le vecteur J de Jones est défini par la paire d'amplitudes modales E_s, E_p pour une lumière polarisée s ou p comme:

$$J = \begin{bmatrix} E_s \\ E_p \end{bmatrix} \quad (\text{II. 9})$$

Supposons, que la réponse de la polarisation des éléments optiques tels que l'échantillon, le miroir, le polariseur, etc., est linéaire dans E_s, E_p on peut l'exprimer par un produit de matrice.

Par exemple, le changement de l'état de polarisation, provoqué par réflexion sur un échantillon, est décrit par la matrice de réflexion R .

$$J_i = R J_r \quad (\text{II.10})$$

$$\begin{bmatrix} E_s^i \\ E_p^i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_s^r \\ E_p^r \end{bmatrix} \quad (\text{II.11})$$

Où J_i et J_r sont des vecteurs de Jones des faisceaux incident (i) et réfléchi (r), respectivement est lié à la propagation de faisceaux lumineux dans ou contre la direction z .

II.2.4.1 la matrice de Jones

On peut représenter le formalisme de Jones dans l'équation :

$$\vec{E}^2 = [JM]_{\text{systeme}} \vec{E}_1 \quad (\text{II.12})$$

Où, \vec{E}_1, \vec{E}_2 sont les vecteurs électriques de la lumière incidente et réfléchi après l'interaction avec le système.

$[JM]_{\text{systeme}}$ est la matrice de Jones associé à un système optique

La matrice Jones du système entier peut être décomposée en matrice de Jones de correspondant à chaque composante optique :

$$[JM]_{\text{systeme}} = [JM]_{\text{polariseur}} \cdot [JM]_{\text{échantillon}} \cdot [JM]_{\frac{\lambda}{2}} \cdot [JM]_{\text{Analyseur}} \quad (\text{II.13})$$

La matrice de Jones pour l'analyseur, polariseur, la plaque quart d'onde sera présenté dans qui suit.

a) La matrice de Jones polariseur (Analyseur)

Le polariseur utilisé, se compose d'un milieu biréfringent, qui réfractent différemment la polarisation parallèle respectivement perpendiculaire aux axes polariseur/analyseur, en obtenant deux faisceaux différents (fig. 2.2) [17].

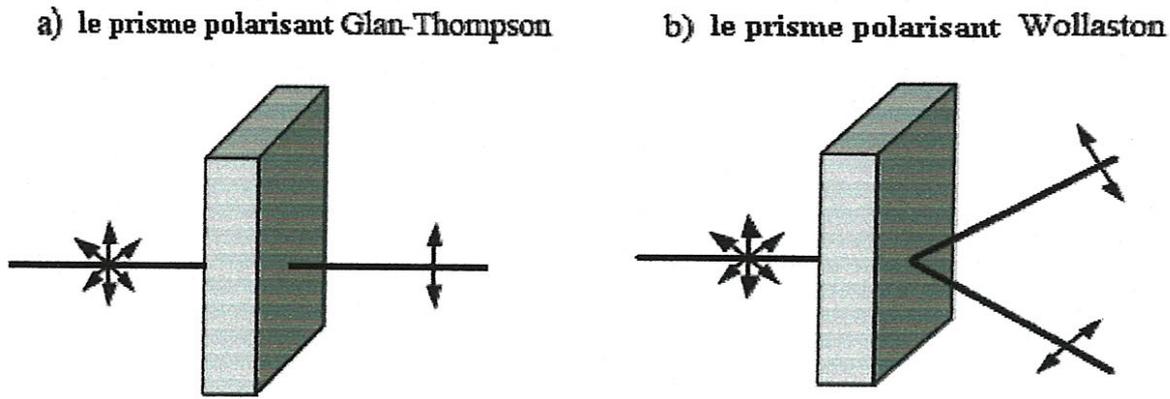


Figure.2.2 Les prismes polarisants de a) Glan-Thompson et b) Wollaston [17]

Ces systèmes sont aussi utilisés pour analyser la polarisation de la lumière après sa réflexion de l'échantillon magnétique. Dans ce cas-là, on les appelle analyseurs.

Dans certains cas, seulement un faisceau est transmis (le deuxième étant absorbé) (par ex. le prisme polarisant Glan-Thompson dans la figure. 2.2 a) et d'autres cas, les deux faisceaux sont transmises

(Par ex. le prisme polarisant Wollaston dans la fig.2.2 b). Les Jones matrices pour les deux cas sont:

$$JM_1 = \begin{bmatrix} \cos^2 \theta_p & \sin \theta_p \cos \theta_p \\ \sin \theta_p \cos \theta_p & \sin^2 \theta_p \end{bmatrix} \quad (\text{Le prisme polarisant Glan-Thompson})$$

$$JM_2 = \begin{bmatrix} \cos \theta_p & -\sin \theta_p \\ \sin \theta_p & \cos \theta_p \end{bmatrix} \quad (\text{Le prisme polarisant Wollaston})$$

θ_p représente l'angle entre les axes de polarisation du prisme et l'axe P du système.

b) La matrice de Jones de la plaque de demi onde

La plaque de demi-onde fait tourner le plan de polarisation par un angle 2γ (la fig. 2.3).

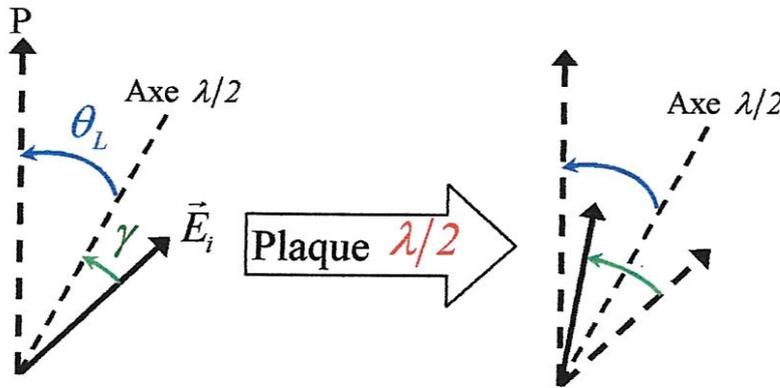


Figure.2.3 La rotation incitée par une plaque de demi- onde [17]

La bissectrice de cet angle s'appelle l'axe de plaque de demi- onde. La matrice correspondance l est :

$$JM_{\frac{\lambda}{2}} = \begin{bmatrix} \cos(2\theta_L) & -\sin(2\theta_L) \\ \sin(2\theta_L) & \cos(2\theta_L) \end{bmatrix} \quad (\text{II.14})$$

Où θ_L est l'angle entre l'axe de la plaque de demi- onde et l'axe P.

c) La matrice de Jones de l'échantillon magnétique

Comme nous l'avons vue précédemment dans l'équation (II.11). l'interaction entre le vecteur d'incident, et l'échantillon magnétique est décrite par une matrice qui contient les paramètres des coefficients Fresnel qui sont des nombres complexes qui dépendent des propriétés optiques de l'échantillon comme l'indice de réfraction complexe n , l'angle d'incidence θ (fig2.2), la constante complexe de Voigt Q et les composantes de la magnétisation polaire, longitudinale et transversale m_p, m_l, m_t respectivement. Les coefficients r_{ij} peuvent être écrits comme une fonction de deux coefficients de magnétisation indépendante (r_{pp}^0 ou r_{ss}^0) et cinq coefficients dépendants sur les composantes magnétiques transversale r_{pp}^t , longitudinale (r_{ps}^l ou r_{sp}^l) ou polaire (r_{ps}^p ou r_{sp}^p)

II.3 Effets magnéto-optiques

II.3.1 Définitions et terminologie.

Les effets magnéto-optiques résultent de l'interaction de la lumière avec un milieu aimanté ou placé dans un champ magnétique.

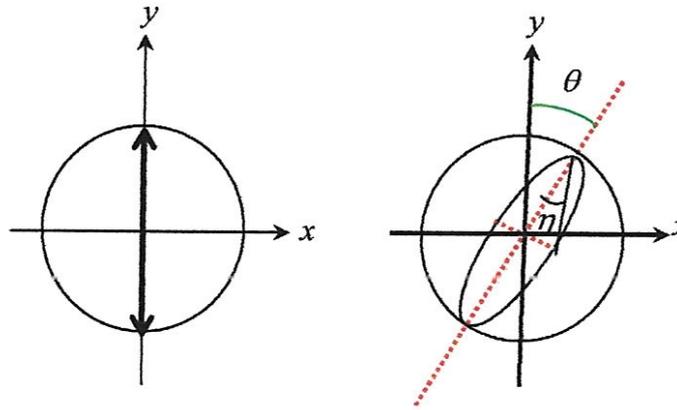


Figure 2.4 la réflexion sur une surface magnétique.

Ainsi l'état de polarisation de l'onde lumineuse est alors modifié. Considérons une onde polarisée linéairement, lors de l'interaction, elle subit une rotation de son axe de polarisation et une modification de son ellipticité.

Pour décrire cette modification de l'état de polarisation on introduit deux quantités :

- ➔ θ l'angle de rotation de l'axe principal de l'ellipse de polarisation par rapport à la direction de polarisation,
- ➔ η l'ellipticité qui est définie comme le rapport du petit axe sur le grand de l'ellipse de polarisation. Pour de faibles valeurs, elle se confond avec l'angle sous lequel est vu le petit axe à partir du sommet de l'ellipse.

Pour décrire ces états de polarisation, on utilisera une notation compacte de la forme :

$$\alpha = \theta + i\eta \quad (\text{II.15})$$

On distingue les effets magnéto-optiques du premier ordre (effets Faraday ou Kerr, dichroïsme circulaire magnétique), proportionnels à des puissances impaires de l'aimantation ou du champ appliqué, des effets magnéto-optiques du second ordre (effet Voigt ou Cotton-Mouton, dichroïsme linéaire magnétique), proportionnels à des puissances paires de l'aimantation ou du champ magnétique appliqué.

L'effet Faraday est observé en transmission pour une orientation de l'aimantation parallèle à la direction de propagation de la lumière. Lorsque l'on s'intéresse aux propriétés d'une onde réfléchie, on parle d'effet Kerr.

Comme une fonction de l'orientation de la propagation de la lumière, $\vec{k}_{incident}$ en l'induction magnétique, \vec{B} on distingue de deux effets magnéto optiques :

a) Effet Faraday

Cet effet correspond à une biréfringence circulaire dans un diélectrique isotrope par le champ magnétique le long de la direction de propagation $\vec{k}_{incident} // \vec{H}_e$. Ce phénomène est défini par deux différents indices de réfraction (n^+ et n^-) pour la lumière circulairement polarisée droit et gauche respectivement. Pour une direction donnée du champ magnétique externe H_e , une variation du signe de \vec{k} (le vecteur de propagation) inversera le sens de la rotation de la polarisation de l'onde incidente (dans le sens des aiguilles d'une montre \Leftrightarrow en sens inverse des aiguilles d'une montre). La relation entre l'angle de rotation Faraday θ_F et l'intensité de champ magnétique H_e , a été établi expérimentalement par Faraday en 1846 et peut être écrite sous la forme :

$$\theta_F = R_V H_e l \propto (n^+ - n^-) \quad (II.16)$$

Où R_V est connu comme la constante de Verdet, l est la longueur moyenne. La rotation Faraday est

Un effet linéaire dans le champ H_e , avec une constante de proportionnalité donnée par la constante de Verdet

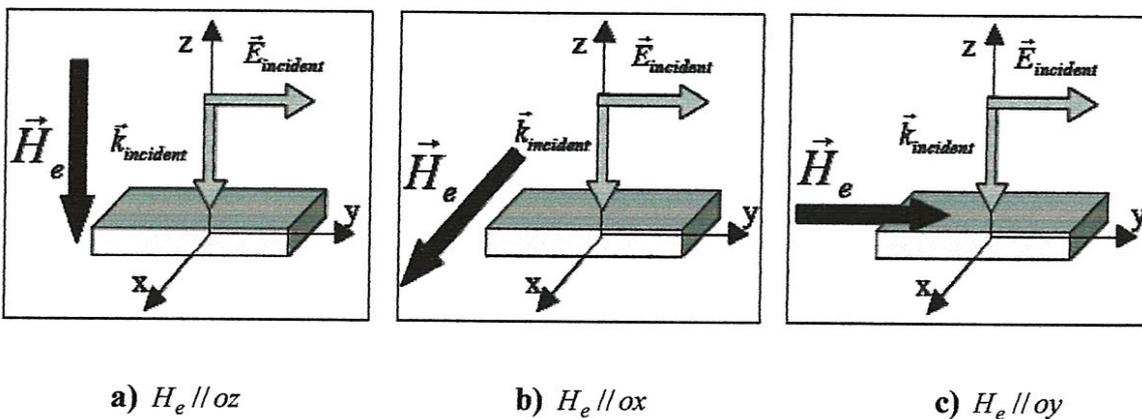


Figure 2.5 (a) Effet de Faraday, Effet Cotton Mouton ou Voigt ((b) réfraction extraordinaire (c) réfraction ordinaire) [17]

b) Effet Cotton-Mouton ou Voigt

Cet effet correspond à la biréfringence magnétique linéaire d'une lumière incidente, cela traverse un médium qui se comporte comme un cristal biaxial placé dans un champ magnétique externe vertical à la direction de propagation de la lumière.

Si le champ magnétique est perpendiculaire à la direction de propagation d'onde, le médium est caractérisé par deux indices de réfraction appelés : indices de réfraction ordinaire (n_o) et extraordinaire (n_e) [17].

Les deux indices de réfraction déterminent deux faisceaux réfractés : ordinaire le faisceau correspond au vecteur électrique de l'onde parallèle au champ magnétique externe $\vec{E}_{onde} // \vec{H}_e$

le faisceau extraordinaire quand les deux vecteurs sont tous deux perpendiculaires $\vec{E}_{onde} \perp \vec{H}_e$.

Ce phénomène est connu comme la biréfringence magnétique linéaire.

La différence entre les phases des deux faisceaux peut être exprimée empiriquement comme :

$$\Delta = (n_o - n_e) \frac{\omega}{2\pi c} l = A_{CM} H_e l \quad (\text{II.17})$$

Où ω est la fréquence de la lumière, A_{CM} est la constante de Cotton – Mouton et l est la longueur du médium.

En général, cette constante est une fonction de la nature de la substance, la longueur d'onde de lumière et la température. Cet effet est très petit comparé à la rotation de Faraday et sa mesure exige des inductions magnétiques de l'ordre de quelques Tesla .

II.4 Origine des effets magnéto-optiques :

Maxwell a proposé la première explication phénoménologique des effets magnéto-optiques. Il a exprimé la lumière linéairement polarisée comme superposition de deux composants polarisés circulairement

Maxwell s'est rendu compte que l'effet de Faraday est une conséquence des deux modes circulaires ayant des vitesses différentes de la propagation. Macroscopiquement, des effets magnéto-optiques surgissent des éléments antisymétriques et hors -diagonaux dans le tenseur diélectrique [18,20]

Microscopiquement, les effets MO apparaissent car les électrons du milieu ne modifient pas de la même manière les ondes électromagnétiques polarisées circulairement droite (CD) ou gauche (CG) qui composent le faisceau de la lumière incidente.

D'un point de vue classique, la lumière qui traverse le milieu va modifier la trajectoire des électrons. Sans l'application d'un champ magnétique extérieur, il est évident qu'une onde CD (respectivement CG) va induire sur les électrons un mouvement circulaire à droite (à gauche). Le rayon de ces orbites circulaires sera naturellement le même. Puisque le moment électrique dipolaire est proportionnel au rayon des orbites circulaires, les constantes diélectriques pour les ondes CD et CG seront aussi les mêmes. En conséquence, aucun effet Faraday ne sera présent et l'état de polarisation de la lumière n'aura pas changé après avoir interagit avec le milieu.

En appliquant un champ magnétique parallèle au faisceau lumineux, on ajoute une nouvelle force de Lorentz sur les électrons du milieu. Cette force est radiale à l'orbite circulaire des électrons interagissant avec la lumière. En outre, le sens de cette force dépend du sens de rotation des électrons. Elle sera, centrifuge pour les électrons tournant à droite et centripète pour ceux tournant à gauche. Ainsi les orbites des premiers seront agrandies et celles des seconds réduites. Il en découle que les constantes diélectriques pour les ondes CD et CG seront différents. Un effet Faraday sera alors visible sur la lumière émergente.

En résumé, c'est la force de Lorentz créée par le champ magnétique qui induit l'effet Faraday

II.5 Description théorique des effets MO

Il est bien connu que la propagation de la lumière dans un milieu anisotrope peut être décrite par les équations de Maxwell couplées à celles de la matière décrivant les propriétés macroscopiques de ce milieu. La propagation de la lumière dans un ferroaimant est décrite de la même façon que pour un cristal anisotrope. Les propriétés macroscopiques du milieu sont spécifiées [21] par le tenseur de perméabilité diélectrique ε donné par:

$$D = \varepsilon \varepsilon_0 E \quad (\text{II.18})$$

Où D est le vecteur de déplacement électrique, ε_0 la perméabilité diélectrique du vide et E le champ électrique de la lumière. Par simplicité, considérons un matériau de symétrie cubique avec une aimantation M orientée selon la direction z .

Au-dessus de la température de curie T_C l'aimantation est nulle et le tenseur ε est purement diagonal, le milieu apparaît donc isotrope pour la lumière et aucun effet MO n'est visible. En

dessous de T_C , M est non nul et change la symétrie du milieu ce qui se traduit par l'apparition de termes hors diagonaux dans le tenseur ε [22]. Ce dernier prend la forme :

$$\varepsilon = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & 0 \\ -\varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (\text{II.19})$$

Les termes du tenseur ε sont complexes c a d: $\varepsilon_{kl} = \varepsilon'_{kl} + i\varepsilon''_{kl}$ et dépendent de M et de la pulsation ω de la lumière. Ils satisfont à la relation d'Onsager [23,24]:

$$\varepsilon_{kl}(M, \omega) = \varepsilon_{kl}(-M, \omega) \quad (\text{II.20})$$

Cela signifie que les termes diagonaux sont pairs avec l'aimantation M et les termes hors-diagonaux sont impairs avec M . Ce sont ces derniers qui induisent l'anisotropie optique.

Les équations de Maxwell de notre problème s'écrivent [21] :

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\mu_0 \mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \times \vec{H} &= \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{aligned} \quad (\text{II.21})$$

Avec μ le tenseur de perméabilité magnétique relative du milieu. Cependant, l'aimantation du milieu étant limitée, dans sa réponse au champ magnétique, à des fréquences de l'ordre des fréquences de relaxation paramagnétique, aux fréquences optiques, elle ne peut plus suivre, et la perméabilité magnétique μ est toujours égale à l'unité 1.

Nous considérons une onde électromagnétique plane incidente, de vecteur d'onde k , de la forme

$$\begin{aligned} \vec{E} &= E_0 e^{i(\omega t - kr)} \\ \vec{H} &= H_0 e^{i(\omega t - kr)} \end{aligned} \quad (\text{II.22})$$

Les équations deviennent alors :

$$\begin{aligned} k \times E &= \omega \mu_0 H \\ k \times H &= -\omega \varepsilon_0 \varepsilon E \end{aligned} \quad (\text{II.23})$$

En remplaçant la H dans la seconde équation à partir de la première on arrive à:

$$k \times (k \times E) = -\omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon \cdot E \quad (\text{II.24})$$

Et finalement:

$$k(k \cdot E) - k^2 E + \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon \cdot E = 0 \quad (\text{II.25})$$

Soit $k_0 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \hat{k}$ le vecteur d'onde de la lumière dans le vide ($|\hat{k}| = 1$).

On peut alors définir l'indice de réfraction complexe $N = n + ik$ du milieu par $k = Nk_0$

l'équation prend la forme:

$$\begin{bmatrix} N^2 - \varepsilon_{xx} & -\varepsilon_{xy} & 0 \\ \varepsilon_{xy} & N^2 - \varepsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & N^2 - \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0 \quad (\text{II.26})$$

C'est le cas où k est parallèle à M , donc la lumière se propage selon z et ainsi $D_z = \varepsilon_{zz} E_z = 0$

L'équation accepte une solution non triviale quand le déterminant de la matrice est nul c'est-à-dire quand:

$$(N^2 - \varepsilon_{xx})^2 + \varepsilon_{xy}^2 = 0 \quad (\text{II.27})$$

Les solutions de cette équation sont:

$$N_{\pm}^2 = \varepsilon_{xx} \pm i\varepsilon_{xy} \quad (\text{II.28})$$

En injectant ces valeurs propres dans l'équation (II.26) on trouve les vecteurs propres associés:

$$\pm iE_x = E_y \quad (\text{II.29})$$

Ce qui veut dire que E_x et E_y ont le même module mais qu'ils sont déphasés de $\pm \frac{\pi}{2}$.

Finalement on trouve que les modes propres de la lumière sont:

$$\begin{aligned} D_+ &= \varepsilon_0 N_+^2 (E_x + iE_y) \\ D_- &= \varepsilon_0 N_-^2 (E_x - iE_y) \end{aligned} \quad (\text{II.30})$$

C'est à dire des ondes polarisées circulairement à gauche (-) et droite (+) avec chacune un indice de réfraction complexe qui lui est propre N_- et N_+

II.6. Réflectivité d'un système de multicouches non isotrope.

II.6.1 Notations et formalisme.

Nous allons décrire un formalisme introduit par[25] :

$$u = u_x \hat{x} + u_y \hat{y} + u_z \hat{z}$$

$$\tilde{u} = (u_x, u_y, u_z) \quad (\text{II.31})$$

$$\tilde{\tilde{u}} = \begin{bmatrix} 0 & -u_z & u_y \\ u_z & 0 & -u_x \\ -u_y & u_x & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{II.32})$$

Le produit scalaire de deux vecteurs, $u \cdot v$ se met sous la forme $\tilde{u} \tilde{v}^T$ ou $\tilde{v} \tilde{u}^T$.

Le produit vectoriel de deux vecteurs $u \times v$ se met sous la forme $\tilde{\tilde{u}} \tilde{v}^T$ ou $\tilde{u} \tilde{\tilde{v}}$.

Cette notation peut s'étendre aux vecteurs complexes.

Soit

$$k = K u + K' u' \quad (\text{II.33})$$

Où u et u' sont des vecteurs unitaires. On peut écrire :

$$\tilde{k} = K \tilde{u} + K' \tilde{u}' \quad (\text{II.34})$$

$$\tilde{\tilde{k}} = K \tilde{\tilde{u}} + K' \tilde{\tilde{u}}' \quad (\text{II.35})$$

Considérons une onde plane électromagnétique :

$$E(r, t) = E_0 \exp[i(k \cdot r - \omega t)] \quad (\text{II.36})$$

Le champ magnétique H_0 étant proportionnel au produit vectoriel de k et E il peut se mettre sous la forme :

$$\tilde{H}_0^T \propto \tilde{\tilde{k}} \tilde{E}_0^T \quad (\text{II.37})$$

Cependant, on ne peut pas appliquer le concept d'orthogonalité à ces vecteurs complexes.

Les notations formelles sont les mêmes pour les vecteurs k et E mais leur interprétation physique est différente. Dans la forme $k = K u + K' u'$, la direction du vecteur u est la direction de la propagation de la phase, tandis que la direction u' est la direction suivant laquelle l'amplitude de l'onde plane subit un amortissement exponentiel. Les plans perpendiculaires à u sont donc les plans équiphases et les plans perpendiculaires à u' sont les plans équiampplitudes.

L'interprétation de la forme $E_0 = E_0 u + E_0' u'$ est différente. En chaque point de l'espace, le vecteur champ électrique vaut $E_0 \exp(i\omega t)$. Que l'on considère la partie réelle ou la partie imaginaire de ce vecteur, ce vecteur parcourt une ellipse située dans le plan défini par les vecteurs u et u' : les vecteurs u et u' définissent donc le plan de polarisation du vecteur champ électrique.

Dans cette convention de notation, les opérateurs divergence ($\nabla \cdot$) et rotationnel ($\nabla \times$) s'écrivent sous la forme :

$$\text{div} = \left(\frac{\partial}{\partial x} \quad \frac{\partial}{\partial y} \quad \frac{\partial}{\partial z} \right) \quad (\text{II.38})$$

$$\text{rot} = \begin{pmatrix} 0 & -\frac{\partial}{\partial z} & \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} & 0 & -\frac{\partial}{\partial x} \\ -\frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial x} & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{II.39})$$

II.6.2 Propagation d'une onde plane dans un milieu non isotrope.

Dans un milieu non chargé, polarisable, aimanté, conducteur et sans courant, les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\begin{aligned} \text{rot } H &= \dot{D} \\ \text{rot } E &= -\dot{B} \\ \text{div } H &= 0 \\ \text{div } D &= 0 \end{aligned} \quad (\text{II.40})$$

Dans la limite où la réponse du système est linéaire:

$$D = \varepsilon_0 \varepsilon E \quad (\text{II.41})$$

$$B = \mu H \quad (\text{II.42})$$

La fréquence de l'onde lumineuse ω dans le visible est de l'ordre de $3 \cdot 10^{15}$ Hz. Nous pouvons faire l'hypothèse que la susceptibilité magnétique μ du système étudié reste égale à la perméabilité du vide μ_0 pour ces fréquences.

Nous considérons la propagation dans un milieu anisotrope. Nous ne faisons pas d'hypothèse sur le tenseur diélectrique.

Si on applique les notations présentées ci-dessus, les équations de Maxwell se mettent sous la forme :

$$\begin{aligned}
 \tilde{\nabla} \tilde{\varepsilon} \tilde{E}^T &= 0 \\
 \tilde{\nabla} \tilde{H}^T &= -i\omega \varepsilon_0 \tilde{\varepsilon} \tilde{E}^T \\
 \tilde{\nabla} \tilde{E}^T &= i\omega \mu_0 \tilde{H}^T \\
 \tilde{\nabla} \tilde{H}^T &= 0
 \end{aligned} \tag{II.43}$$

On peut normaliser le champ électrique par l'impédance du vide :

$$Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0} = 377 \, \Omega, \text{ avec } \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m et } \varepsilon_0 = 8.82 \times 10^{-12} \text{ F/m} \tag{II.38}$$

Le vecteur E normalisé sera noté \hat{E} .

Le vecteur d'onde dans le vide se met sous la forme :

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} = \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \omega. \tag{II.44}$$

Les équations de Maxwell peuvent alors se mettre sous la forme :

$$\begin{aligned}
 \tilde{\nabla} \tilde{\varepsilon} \hat{E}^T &= 0 \\
 \tilde{\nabla} \tilde{H}^T &= -ik_0 \tilde{\varepsilon} \hat{E}^T \\
 \tilde{\nabla} \hat{E}^T &= ik_0 \tilde{H}^T \\
 \tilde{\nabla} \tilde{H}^T &= 0
 \end{aligned} \tag{II.45}$$

Nous considérons la propagation d'une onde plane lumineuse de la forme :

$$E(r, t) = E_0 \exp[i(k \cdot r - \omega t)] \tag{II.46}$$

$$H(r, t) = H_0 \exp[i(k \cdot r - \omega t)] \tag{II.47}$$

Le système d'équations à résoudre se met donc sous la forme :

$$\begin{aligned}
 \tilde{k} \tilde{\varepsilon} \hat{E}_0^T &= 0 & (a) \\
 \tilde{k} \tilde{H}_0^T &= -ik_0 \tilde{\varepsilon} \hat{E}_0^T & (b) \\
 \tilde{k} \hat{E}_0^T &= k_0 \tilde{H}_0^T & (c) \\
 \tilde{k} \tilde{H}_0^T &= 0 & (d)
 \end{aligned} \tag{II.48}$$

Quel que soit le vecteur complexe, on peut remarquer que $\tilde{k} \tilde{k} = 0$.

Les quatre équations ne sont pas indépendantes. L'équation (a) peut être déduite de l'équation (b) par la multiplication membre à membre de l'équation (b) par \tilde{k} . De la même manière, l'équation (d) peut être déduite de (c) par la multiplication membre à membre par \tilde{k} . Considérons les équations (b) et (c).

La multiplication de (c) par \tilde{k} et la substitution du second membre par l'équation (b) donne les équations de propagation dans un milieu caractérisé par le tenseur de permittivité $\tilde{\varepsilon}$:

$$\begin{aligned} \left[\left(\frac{\tilde{k}}{k_0} \right)^2 + \tilde{\varepsilon} \right] \hat{E}_0^T &= 0(a) \\ \tilde{H}_0^T &= \left(\frac{\tilde{k}}{k_0} \right) \hat{E}_0^T (b) \end{aligned} \quad (\text{II.49})$$

L'équation (a) ne possède des solutions non triviales que si le déterminant de l'opérateur est nul. On a donc la condition :

$$\left| \left(\frac{\tilde{k}}{k_0} \right)^2 + \tilde{\varepsilon} \right| = 0 \quad (\text{II.50})$$

Qui donne les modes de propagation \mathbf{k} dans le milieu caractérisé par $\tilde{\varepsilon}$. Dans le cas d'un milieu isotrope, on retrouve la condition habituelle :

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2 = k_0^2 \varepsilon \quad (\text{II.51})$$

II.6.3. Réflectivité optique d'un système de multicouches.

Considérons une onde plane incidente sur la surface d'un système de multicouches. La direction d'incidence est définie par les angles α et ϕ .

$$k_i = k_0 u_i = -k_0 (\sin \alpha \cos \phi \hat{x} + \sin \alpha \sin \phi \hat{y} + \cos \alpha \hat{z})$$

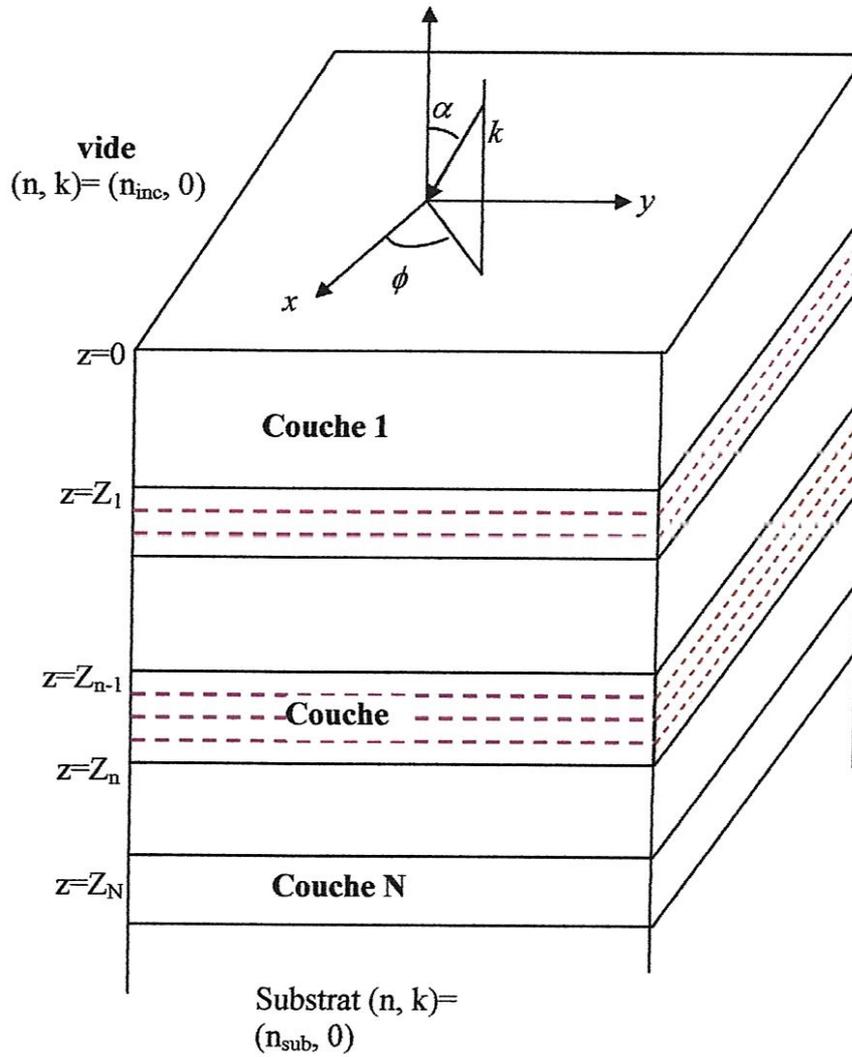


Figure 2.6 Schéma d'une structure en multicouches

La continuité des composantes tangentielles de E et H aux interfaces impose la continuité des composantes k_x et k_y du vecteur de propagation. Donc quelles que soit la couche considérée, les composantes planaires du vecteur d'onde de propagation sont constantes et égales :

$$\begin{aligned} k_x &= k_0 \sin \alpha \cos \varphi \\ k_y &= -k_0 \sin \alpha \sin \varphi \end{aligned} \tag{II.52}$$

Considérons un milieu caractérisé par un tenseur de permittivité de forme générale :

$$\tilde{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (\text{II.53})$$

Si on applique la condition d'existence de modes propagateurs dans ce milieu (voir équation (II.45)), on obtient une équation du quatrième ordre en k_z :

$$\left(\frac{k_z}{k_0}\right)^4 + A\left(\frac{k_z}{k_0}\right)^3 + B\left(\frac{k_z}{k_0}\right)^2 + C\left(\frac{k_z}{k_0}\right) + D = 0 \quad (\text{II.54})$$

En général, l'équation possède quatre solutions pour k_z . Deux des solutions sont situées dans la partie supérieure du plan complexe et les deux autres sont situées dans la partie inférieure. Les solutions dont la partie imaginaire est positive se propagent dans la direction des z positifs tandis que celles dont la partie imaginaire est négative se propagent dans la direction des z négatifs.

Pour chacune des solutions k_z , les équations (II.49) a et b permettent de déterminer le champ électrique et magnétique. Chacune de ces équations vectorielles donne deux équations scalaires indépendantes pour les composantes du vecteur E et H . On peut donc exprimer deux des composantes du champ électrique et du champ magnétique en fonction des deux autres.

Pour pouvoir résoudre complètement le problème et déterminer la matrice de réflectivité d'un système de multicouches, il faut appliquer la condition de continuité des composantes tangentielles de E et H aux interfaces.

II.6.4 Formalisme macroscopique générale pour les multicouches

Des descriptions macroscopiques de l'effet magnéto-optique de Kerr son basée sur l'analyse des propriétés diélectrique du milieu.

En analogie avec les vibrations mécaniques d'une particule, Maxwell a exprimé la lumière polarisée linéairement comme étant une superposition de deux composantes polarisées circulairement, et il a pris conscience que l'effet Faraday est un résultat des vitesses différentes de propagation de ces deux modes circulaires [18]. Cette explication demeure l'explication phénoménologique de l'effet Faraday dans les manuels d'introduction à la physique.

Il y a actuellement deux processus qui ont lieu dans la propagation des ondes électromagnétique dans un milieu aimanté.

Premièrement, les deux modes circulaires vont avoir une différence de phase entre eux due aux différences vitesses de propagation donnant une rotation de plan de polarisation.

Deuxièmement, les différents taux d'absorption du milieu pour les deux modes polarisés circulairement affectent l'ellipticité.

Le tenseur diélectrique ε_{ij} du milieu peut être décomposé en deux parties symétrique et anti-symétrique,

$$\varepsilon_{ij} = \frac{(\varepsilon_{ij} + \varepsilon_{ji})}{2} + \frac{(\varepsilon_{ij} - \varepsilon_{ji})}{2}$$

La partie symétrique peut être diagonalisée par un choix approprié de système de coordonnées, ainsi elle donne pas lieu à l'effet Faraday, on va toujours assumer qu'elle est isotrope avec une constante diélectrique ε_0 . Pour avoir l'effet de la partie anti-symétrique, considérons le tenseur diélectrique suivant :

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon \begin{pmatrix} 1 & iQ_z & -iQ_z \\ -iQ_z & 1 & iQ_x \\ iQ_y & -iQ_x & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{II.55})$$

Les deux modes propres sont une lumière circulaire gauche avec un indice de réfraction

$$n_L = n(1 - \frac{1}{2}\vec{Q} \cdot \hat{k}) \quad , \quad \text{et une lumière circulaire droite avec un indice de réfraction}$$

$$n_R = n(1 + \frac{1}{2}\vec{Q} \cdot \hat{k}) \quad , \quad \text{où } n = \sqrt{\varepsilon} \text{ est l'indice de réfraction moyen, le vecteur } \vec{Q} = (Q_x, Q_y, Q_z)$$

est le vecteur de Voigt , et \hat{k} est le vecteur d'unité dans la direction de propagation de l'onde, ainsi, la rotation complexe de Faraday du plan de polarisation après la pénétration de l'onde d'une distance L dans le milieu est

$$\theta = \frac{\pi L}{\lambda}(n_L - n_R) = -\frac{\pi L}{\lambda}\vec{Q} \cdot \hat{k} \quad (\text{II.56})$$

La partie réelle de l'équation (II.55) donne la rotation, et la partie imaginaire donne l'ellipticité.

Depuis que la majorité des matériaux magnétiques d'intérêt sont des métaux qui absorbent fortement la lumière, il est commode de mesurer expérimentalement la lumière réfléchie pour sonder l'effet magnéto-optique. Le formalisme macroscopique général est pour l'effet magnéto-optique de Kerr et peut être facilement prolongé pour inclure l'effet Faraday. *Zak et al* développèrent une expression générale pour le signal de Kerr basée sur cette méthode.

En général, pour une multicouche magnétique donnée, le tenseur de réfraction pour chaque couche peut être exprimé avec une matrice 3×3 . Le but est de calculer la réflectivité finale le long des différentes directions de polarisation. La méthode générale est d'appliquer les équation de Maxwell à la structure en multicouches, et de satisfaire les condition aux limite à chaque interface. La partie essentielle de la théorie est de dériver deux matrices qui relient les champs électriques à chaque interface. La première matrice (A) de dimension 4×4 est appelée matrice des frontières du milieu (*medium boundary matrix*). Elle relie les composantes tangentielle des champs électrique et magnétique avec les composantes s et p du champ électrique. La deuxième matrice (D) de dimension 4×4 est la matrice de propagation du milieu (*medium propagation matrix*), elle relie les composantes s et p du champ électrique aux deux surface d'un film d'épaisseur d . Avec les deux matrices (A) et (D) on peut calculer l'effet magnéto-optique sous n'importe quelles conditions.

Considérons une structure en multicouches constituée de N couches individuelles, et un faisceau de lumière tombant sur la structure à partir du milieu initial i . Après des multiples réflexions, il sera un faisceau réfléchi dans le milieu i , et un faisceau transmis qui émerge de la couche du fond au milieu final f (figure 2.7a).

Les champs électriques dans les milieux i et f peuvent être exprimés comme le montre l'équation (II.57),

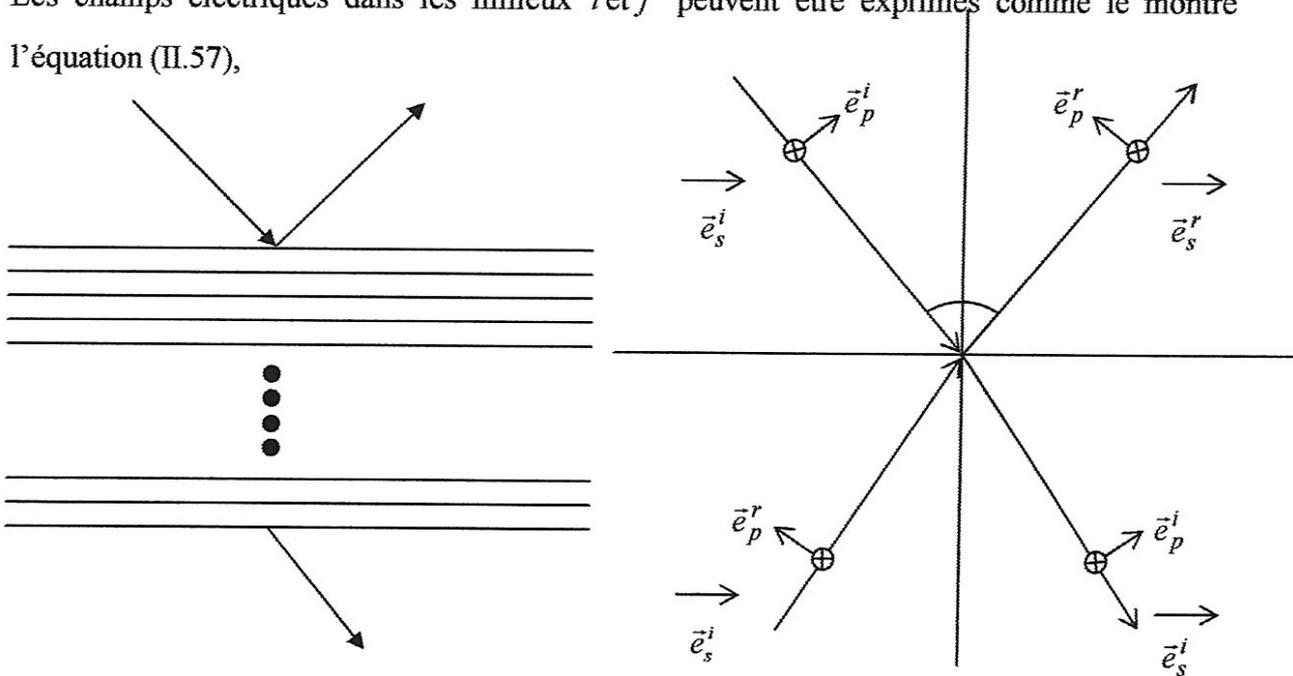


Fig.2.7 (a) Schéma d'une structure multicouches

(b) Les directions s et p des ondes incidente et réfléchie à la surface de séparation des deux milieux

$$\begin{aligned}
 P_i &= \begin{pmatrix} E_s^i \\ E_p^i \\ E_s^r \\ E_p^r \end{pmatrix}_i = \begin{pmatrix} E_s^i \\ E_p^i \\ r_{ss}E_s^i + r_{sp}E_p^i \\ r_{ps}E_s^i + r_{pp}E_p^i \end{pmatrix} \\
 P_f &= \begin{pmatrix} E_s^i \\ E_p^i \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}_f = \begin{pmatrix} t_{ss}E_s^i + t_{sp}E_p^i \\ t_{ss}E_s^i + t_{sp}E_p^i \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}
 \end{aligned} \tag{II.57}$$

Où r et t sont les coefficients de réflexion et de transmission des composants correspondants, les indices supérieurs i et r définissent les ondes réfléchi et transmise à chaque frontière entre deux couches. Si P_m est le composant du champ à la surface du fond de la $m^{\text{ième}}$ couche, alors la relation entre P_i et P_f peut être exprimée comme :

$$\begin{aligned}
 A_i P_i &= A_1 D_1 P_1 = A_1 D_1 A_1^{-1} A_1 D_2 P_1 \\
 &= A_1 D_1 A_1^{-1} A_2 D_2 P_2 \\
 &= \dots = \prod_{m=1}^N (A_m D_m A_m^{-1}) A_f P_f
 \end{aligned} \tag{II.58}$$

Si cette expression est posée sous la forme $P_i = T P_f$, où

$$T = A_i^{-1} \prod_{m=1}^N (A_m D_m A_m^{-1}) A_f = \begin{pmatrix} G & H \\ I & J \end{pmatrix} \tag{II.59}$$

Alors les matrices G et I peuvent être utilisées pour obtenir les coefficients de réflexion et de transmission de Fresnel

$$\begin{aligned}
 G^{-1} &= \begin{pmatrix} t_{ss} & t_{sp} \\ t_{ps} & t_{pp} \end{pmatrix} \\
 I G^{-1} &= \begin{pmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{pmatrix}
 \end{aligned} \tag{II.60}$$

A la limite des couches ultraminces, les expressions de magnéto-optique se simplifient plus. Pour les films ultraminces l'épaisseur optique totale du film est très inférieure à la longueur d'onde $\sum_i n_i d_i \ll \lambda$. Si les milieux final et initial ne sont pas magnétiques alors les deux matrices G et I produisent les coefficients de réflexion.

II.7 La théorie de l'effet Kerr

Considérons le cas simple où la lumière polarisée linéairement arrive en incidence normale sur la surface. Elle se propage selon z parallèlement à M . Ce cas correspond à la configuration du Kerr polaire en incidence normale. Les coefficients complexes de réflexion r_+ et r_- associés aux ondes CD et CG sont déduits de l'équation de Fresnel [26]:

$$r_- = \frac{N_- - 1}{N_+ + 1} \quad \text{et} \quad r_+ = \frac{N_+ - 1}{N_- + 1} \quad (\text{II.61})$$

Il est possible de déduire une expression pour la rotation θ et l'ellipticité η de l'effet Kerr.

Dans la pratique, il devient alors plus avantageux de travailler avec les ondes polarisées linéairement s et p [21] (polarisation \perp et \parallel au plan d'incidence). Il est alors possible de définir la matrice de réflectivité reliant le champ électrique de la lumière réfléchie à celui de la lumière incidente :

$$\begin{bmatrix} E_p^r \\ E_s^r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{pp} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{ss} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_p^i \\ E_s^i \end{bmatrix} \quad (\text{II.62})$$

Les coefficients r_{ij} correspondent à des rapports d'amplitudes particuliers et sont définis comme [27] :

$$r_{ij} = \left. \frac{E_i^r}{E_j^i} \right|_{E_j^*} \quad \text{Avec } (i,j) = s \text{ ou } p \quad (\text{II.63})$$

L'astérisque indiquant de prendre l'autre polarisation (c a d : $s^* = p$ et $p^* = s$) Ils indiquent la proportion de la polarisation incidente dans l'état j qui sera transformée en polarisation i après réflexion.

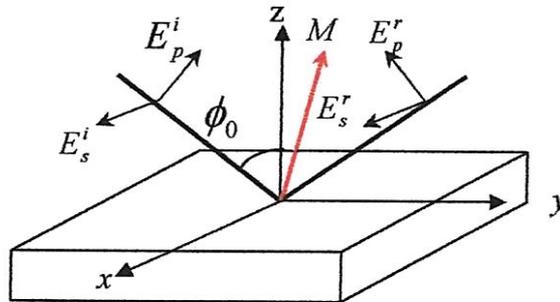


Figure 2.8 Configuration Kerr dans le cas général.

Nous donnons ci-dessous une expression [28,29] dans le cas général où la lumière est incidente avec un angle ϕ_0 et l'aimantation M de l'échantillon a une orientation quelconque

et est parallèle au vecteur unitaire $m = (m_x, m_y, m_z)$ L'échantillon magnétique est placé dans le vide et considéré épais (son épaisseur est supérieure à la longueur de pénétration de la lumière). Il est caractérisé par un indice de réfraction complexe N connu.

$$r_{pp} = \frac{N \cos \phi_0 - \gamma}{N \cos \phi_0 + \gamma} + \frac{2im_x \cos \phi_0 \sin \phi_0}{n \cos \phi_0 + \gamma} \quad (\text{II.64})$$

$$r_{ss} = \frac{\cos \phi_0 - N\gamma}{\cos \phi_0 + N\gamma} \quad (\text{II.65})$$

$$r_{ps} = \frac{iQ \cos \phi_0 (m_y \sin \phi_0 + m_z N\gamma)}{\gamma (N \cos \phi_0 + \gamma) (\cos \phi_0 + N\gamma)} \quad (\text{II.66})$$

$$r_{sp} = \frac{iQ \cos \phi_0 (m_y \sin \phi_0 - m_z N\gamma)}{\gamma (N \cos \phi_0 + \gamma) (\cos \phi_0 + N\gamma)} \quad (\text{II.67})$$

Tel que:

$$\gamma = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \phi_0}{N}}$$

Nous avons fait intervenir la constante magnéto-optique complexe $Q = Q(M)$ qui relie les termes hors diagonaux du tenseur ε aux termes diagonaux.

Par exemple, dans l'expression (II.19) on a: $\varepsilon_{xy} = iQ\varepsilon_{xx}$.

Maintenant que nous avons les coefficients de Fresnel r_{ij} , nous allons trouver une relation entre les grandeurs (θ, η) et r_{ij} . Nous allons tout d'abord supposer que l'onde incidente est purement p ou s . Dans cette situation, nous pouvons écrire la relation suivante pour une onde j .

$$\frac{r_{j'j}}{r_{jj}} = \frac{E_{j'}^r}{E_j^r} \quad (\text{II.68})$$

Ce rapport des amplitudes du champ électrique est aussi la définition du nombre complexe ξ (Eq.II.7) caractérisant de façon univoque l'ellipticité de l'onde réfléchie. D'après l'équation II.8, et à condition que les grandeurs Kerr θ et η soient petites, nous pouvons conclure :

$$\begin{aligned} \frac{r_{sp}}{r_{pp}} &= K_p \approx \theta_p + i\eta_p \\ \frac{r_{ps}}{r_{ss}} &= K_s \approx \theta_s + i\eta_p \end{aligned} \quad (\text{II.69})$$

Où θ_j l'angle de rotation de la polarisation et η_j l'ellipticité induite sur l'onde j ($j = s$ ou p). L'équation Précédent est une équation très importante car elle relie les propriétés magnétiques de l'échantillon (au travers des coefficients r_{ij}) aux grandeurs mesurables expérimentalement (θ, η).

On peut préciser que ces composantes sont linéairement proportionnelles à l'aimantation de l'échantillon.

II.8 la biréfringence

La **biréfringence** est une propriété qu'ont certains matériaux transparents vis-à-vis de la lumière. Leur effet principal est de diviser en deux un rayon lumineux qui les pénètre.

La biréfringence, encore appelée **double réfraction**, s'explique par l'existence de deux indices de réfraction différents selon la polarisation de la lumière. Ces deux indices sont appelés indice ordinaire n_o et indice extraordinaire noté n_e . La biréfringence est la valeur sans dimension $\Delta n = n_e - n_o$

Sachant que n_o est l'indice de réfraction de la polarisation perpendiculaire à l'axe d'anisotropie du matériel, tandis que n_e est l'indice de réfraction de la polarisation parallèle à l'axe d'anisotropie.

Lorsque le dispositif Kerr est placé en dehors de la chambre UHV, il est nécessaire d'utiliser des hublots afin de permettre au faisceau lumineux d'atteindre l'échantillon. Le fait de serrer les hublots sur les flasques génère des contraintes internes. Or, tout matériau (même initialement isotrope caractérisé par un unique indice de réfraction N) acquiert une anisotropie optique lorsqu'il est soumis à des contraintes mécaniques. On peut définir un ellipsoïde des indices de réfraction $N = (N_x, N_y, N_z)$ en fonction de la contrainte locale, en

tout point du matériau. En outre, les axes e_x, e_y et e_z de l'ellipsoïde sont alignés avec ceux de la contrainte. Cet effet porte le nom de biréfringence accidentelle.

Des indices de réfraction différents impliquent une vitesse de propagation différente pour les composantes du vecteur $E = (E_x, E_y, E_z)$ de la lumière, projeté sur les axes de l'ellipsoïde.

Les composantes E_i se retrouvent donc déphasées à la sortie du hublot, induisant une modification de l'état de polarisation incidente, par exemple une rotation de l'axe de polarisation et une ellipticité pour une lumière incidente polarisée linéairement. On remarque toutefois qu'en choisissant une lumière polarisée suivant un des axes de l'ellipsoïde (par exemple $E = Ee_x$) la biréfringence n'a plus lieu. Malheureusement, cette astuce n'est pas utilisable dans une expérience Kerr car (sauf cas hasardeux) :

- 1) la lumière doit traverser deux hublots dont les ellipsoïdes sont différents
- 2) la lumière doit impérativement arriver sur l'échantillon avec une polarisation s ou p) ce qui impose définitivement l'axe de polarisation.

Ainsi, pour compenser la biréfringence des hublots on peut utiliser une lame 1/4 d'onde taillée pour la longueur d'onde de la lumière utilisée ou mieux encore un compensateur de Soleil-Babinet

II.9 La base géométrique de MOKE

La direction normale de l'échantillon et le plan d'incidence (yz) définissent naturellement les directions appropriées dans le système référentiel échantillon- lumière.

Ces directions coïncidentes avec les axes $\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$ du référentiel Cartésien, il sert aussi comme directions de référence pour la magnétisation [1]

Les coefficients de la matrice de réflexion R (ainsi de MOKE) dépendent différemment de chaque composantes réduites de magnétisation de l'échantillon $m_j = M_j/M$, où $j = \{x, y, z\}$ et M_j , et M sont la j -ème composante et la magnétisation de l'échantillon totale, respectivement

Historiquement, on a appelé générique de l'activité MOKE polaire $M//\hat{z}$, longitudinal ($M//\hat{y}$) et transversal ($M//\hat{x}$) des configurations. Ces situations correspondent à la magnétisation purement orienté, le long du normal de l'échantillon (polaire), dans le plan d'incidence (longitudinal) et perpendiculaire à cela (transversal). La matrice de réflexion correspondante R à ces configurations de MOKE et à sa parité avec l'angle d'incidence ϕ_0 est reportée dans le Tableaux:

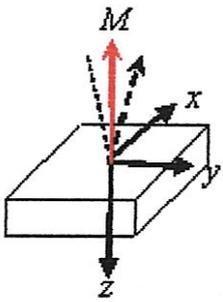
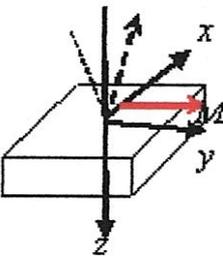
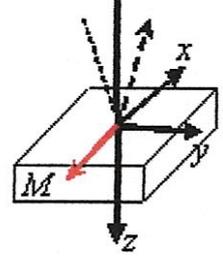
		Incidence normale $\phi_0 = 0$	Incidence oblique $\phi_0 \neq 0$
Polaire $\mathbf{m} = [0, 0, -1]$		$\begin{bmatrix} r_{ss} & r_{ps} \\ r_{ps} & -r_{ss} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} r_{ss} & r_{ps} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{bmatrix}$
longitudinale $\mathbf{m} = [0, 1, 0]$		$\begin{bmatrix} r_{ss} & 0 \\ 0 & -r_{ss} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} r_{ss} & -r_{ps} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{bmatrix}$
Transversale $\mathbf{m} = [-1, 0, 0]$		$\begin{bmatrix} r_{ss} & 0 \\ 0 & -r_{ss} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} r_{ss} & 0 \\ 0 & r_{pp}^{[0]} + r_{pp}^{(mag)} \end{bmatrix}$

Tableau 1: La réflexion matrice R pour différentes configurations de l'échantillon de magnétisation du M en respectant le référentiel de lumière $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$. [1]

Sur le tableau, la direction positive de magnétisations polaires et transversales est opposée à l'axe z et x , respectivement. La dernière colonne montre la symétrie de MO observables avec l'échantillon de magnétisation et l'angle d'incidence ϕ_0 . Les coefficients r_{pp}^0 et le

$r_{pp}^{(mag)}$ expriment les parties du coefficient de réflexion r_{pp} qui est constant et linéaire avec la composante de magnétisation m_x

En supposant que les signes corrects du MOKE polaires et transversaux sont présentés pour l'échantillon de magnétisations normalisés $m = [0,0,-1]$ et $m = [1,0,0]$, respectivement.

Dans le Tableau, les composantes de magnétisation m_z polaire et m_y longitudinal donnent les coefficients de réflexions hors-diagonales r_{sp} et r_{ps} . Ainsi, MOKE K , défini par Eq. (II.33), dépend seulement des composantes de magnétisation polaires et longitudinales. Les signaux de MOKE donnés par ces composantes de magnétisation qu'on appelle le MOKE Polaire (PMOKE) et Longitudinal (LMOKE).

La magnétisation est dans le plan d'incidence pour les deux configurations. Ce n'est pas le cas dans la configuration transversale, car ce cas, la magnétisation transversale m_x produit seulement une variation du coefficient de réflexion diagonal r_{pp} avec un angle d'incidence non nul $\phi_0 \neq 0$

II.10 L'Hystérésis

Quand la matière ferromagnétique est aimantée dans une direction, il ne revient pas à zéro quand le champ aimantant imposé est enlevé. Il doit être retourné à zéro par un champ dans la direction opposée. Si un champ magnétique alterné est appliqué à la matière, sa magnétisation trace une boucle appelée « boucle d'hystérésis ». Le manque de retracer la courbe de magnétisation est une propriété appelée l'hystérésis et il est rattaché à l'existence de domaines magnétiques dans la matière. Dès que les domaines magnétiques sont réorientés, il prend un peu d'énergie pour les retourner de nouveau. Cette propriété de matériel ferromagnétique est utile comme "une mémoire" magnétique. Quelques compositions de matériel ferromagnétique retiennent une magnétisation imposée indéfiniment et sont utilisés comme "les aimants permanents". Les aspects de mémoire magnétiques de fer et d'oxydes de chrome les rendent utiles dans l'enregistrement de bande audio et pour l'entreposage magnétique de données sur les disques informatiques.

II.10.1 La boucle d'Hystérésis

La magnétisation en fonction du champ magnétique appliqué forme une boucle d'hystérésis comme montrée dans la Figure 2.9. La magnitude du champ magnétique appliqué à la magnétisation M implique un changement de signe appelé champ coercitif H_C . La valeur maximum de la magnétisation appliqué au champ conduit à l'infinité appelé la magnétisation de saturation M_S la valeur de la magnétisation restante dès que le champ magnétique appliqué est éteint ($H = 0$) est la magnétisation Rémanent M_R . La surface à l'intérieur de la boucle d'hystérésis est proportionnel à l'énergie dissipée comme une chaleur lorsque le ferroaimant entour de la boucle. Les ferroaimants mous sont faciles d'aimanter et donc exposer des boucles d'hystérésis entourant une petite surface pendant que les ferroaimants durs sont plus difficiles d'aimanter et donc exige des boucles d'hystérésis entourant une plus grande surface. Dans la Figure. 2.9, on peut voir que la boucle d'hystérésis pour le champ magnétique appliqué dans la direction de l'effort est différente de façon significative du cas où le champ magnétique appliqué est perpendiculaire à l'effort.

Magnetization vs champ Magnétique

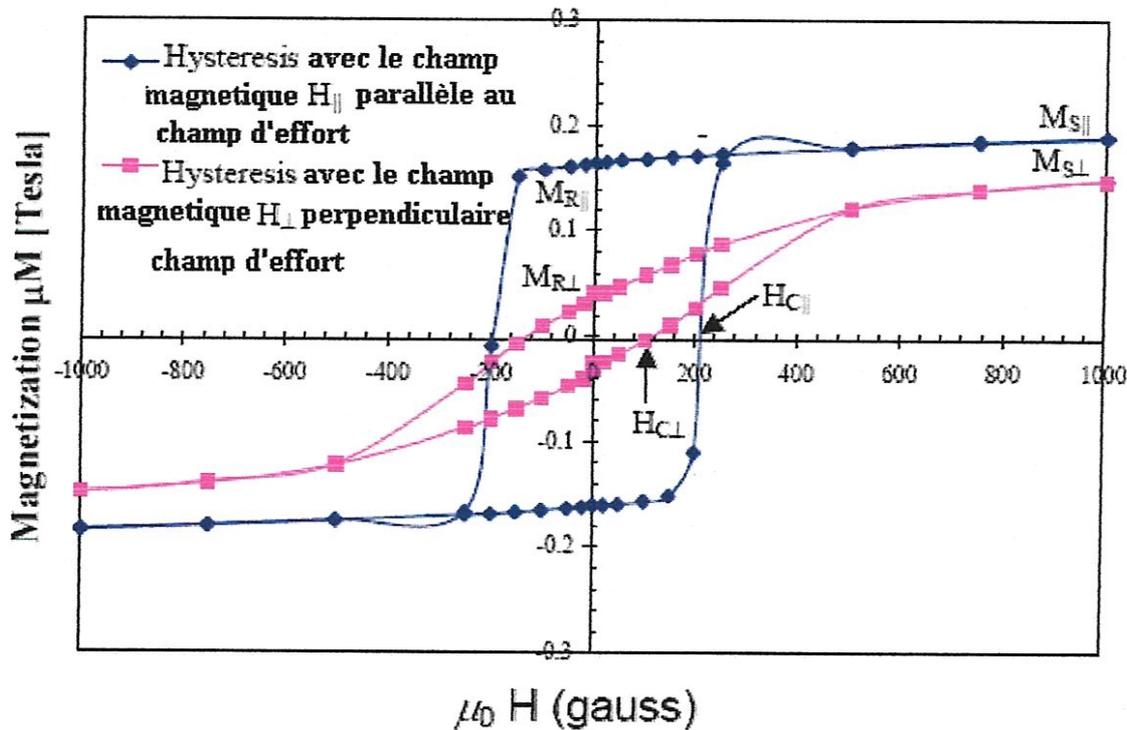


Figure 2.9 La boucle d'Hystérésis avec le rapport entre la magnétisation et le champ [30]

II.11 L'enregistrement magnéto optique

II.11.1 Les différents types des supports magnéto-optiques

Il y a trois types de supports optiques de stockage d'information [31]:

- (1) Support read-only memory (ROM),
- (2) support write–ones-read-many (WORM),
- (3) Support erasable/rewritable.

Dans tous ces supports, le milieu de stockage est un film mince d'un matériau convenable déposé sur un substrat en verre ou en plastique. Le mécanisme de base implique de faire des marques distinguées représentant le bit écrit d'information par un spot focalisé de dimension micrométrique d'un laser convenable sur le film mince pour modifier la réflexion ou la transmission caractéristique du milieu. Le changement physique produit sur le spot écrit peut altérer l'intensité, la phase, ou l'état de polarisation de la lumière sur la réflexion ou la transmission. Le changement physique permanent comme puit ou une bosse dans la couche sensible du film mince produit par le faisceau focalisé de laser à partir du milieu de stockage *read-only* ou *write-once*. Les disques *read-only* sont convenable pour le stockage d'archive et la distribution des publications, logiciels, manuel technique, ... etc. les disques *write-once* permettent à l'utilisateur final d'introduire et de stocker les informations sans aucune permission d'une altération ultérieure. De tels supports sont particulièrement convenables pour la préservation des enregistrements médicaux, les documents taxe, les rapports courts, la littérature des brevets d'invention, ... etc., où l'intégrité des données est importante.

II.11.2 Les disques magnéto-optique effaçables

Le support optique est un remplaçant où adversaire du disque magnétique courant qui devrait être effaçable et réinscriptible par l'utilisateur final. Plusieurs méthodes on été proposées pour écrire, effacer et réécrire les informations répétitivement en utilisant les techniques optiques. Deux techniques significative et compétitive sont recherche et développement intensifs sont le processus de changement de phase et le processus d'enregistrement magnéto-optique. Quoique que la technologie de supports à changement de phase est en stade avancé de développement, la première génération des supports magnéto-optiques est devenue disponible sur le marcher.

II.11.3 Les principes d'enregistrement et de lecture magnéto-optiques

Dans la technologie de la magnéto-optique les données sont écrites thermo magnétiquement. Un faisceau laser est focalisé sur un film mince magnéto-optique pour augmenter la température du milieu dans un spot local au-delà d'une température critique où la coercivité s'annule ou tombe à une valeur minimale. Une distorsion d'un champ magnétique externe est donc utilisée pour créer un domaine sur le spot échauffé avec une aimantation normale à la surface du film. Par l'enlèvement de l'impulsion du laser le domaine magnétique est refroidi et ainsi un bit de donnée est écrit. La coercivité dépendante de la température est une propriété critique qui détermine la dynamique d'écriture et la stabilité du domaine.

La figure (2.10) montre la coercivité d'un domaine d'alliage RETM typique comme fonction de la température. Le processus de l'écriture thermomagnétique est illustré schématiquement dans la figure (2.11). Le domaine typique d'écriture a un diamètre d'environ $1\mu m$, comme il a été déterminé par diffraction limitée du spot de laser. Couramment, la famille *GaAlAs* de diodes laser usuelles émettant la lumière dans l'intervalle de longueur d'onde entre 780 et 830 nm sont utilisées dans les systèmes de stockage de données disponibles commercialement, avec une tendance envers l'utilisation des courtes longueurs d'onde à cause de l'inhérent avantage de la large densité de stockage. Les durées d'impulsion typiques sont de 100 ns dans les niveaux des puissances de 20 à 30 mW. Les domaines d'écriture sont lus avec un laser de puissance faible est constante par l'emploi de l'effet magnéto-optique polaire de Kerr. La magnitude de l'angle de rotation dépend du matériau qui est généralement petite (d'environ 0.2 à 0.3 degré). Une couche réfléchissante peut être utilisée pour convertir la rotation de Faraday à une rotation effective de Kerr pour une convenance dans la géométrie du système d'enregistrement et d'écriture. A cause de la petite valeur de l'angle de rotation de Kerr et les conséquences du rapport signal-bruit (SNR) dans le processus de lecture, des méthodes pour accroître l'angle effectif de rotation de Kerr ont été examinées. L'effet d'interférence dans les structures multicouches augmente la rotation de Kerr.

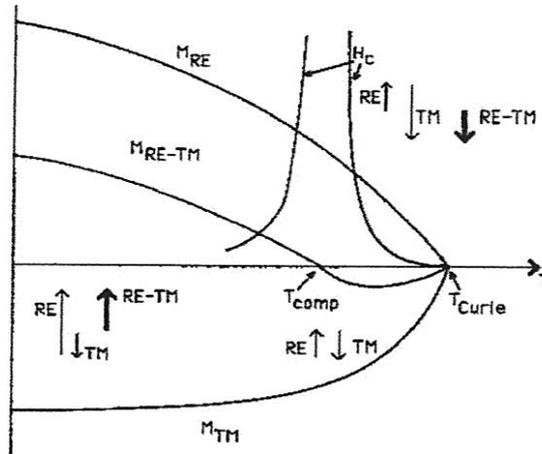


Figure 2.10 La coercivité H_c en opposition de la température d'un alliage RETM [31]

Mansuripur et al ont étudié les structures optimales des supports et ont montré l'efficacité de la conception des structures à trois couches et à quatre couches. *Egashira et Yamada* et *Dewey* ont montré que dans les système de détection de coup de bruit, le SNR est proportionnel au produit $\sqrt{R}\theta_K$, où R est la réflectivité du milieu et θ_K l'angle effective de rotation de Kerr. Ceci est parfois référé au lancement de bruit comme la figure de mérite F . La figure de mérite peut être augmentée par l'augmentation de θ_K par l'effet d'interférence dans le système à multicouches, mais au détriment de la réflectivité R ; cependant les fonctions de cheminement et la focalisation dans les systèmes de lecture demande une intensité suffisante de lumière réfléchi. Ces fonctions exige typiquement que les valeurs de R soient $\geq 20\%$. Cependant on note que la sensibilité d'enregistrement est affectée par les grandes valeurs de R aussi; la haute intensité réfléchié peut causer un bruit de fond dans la diode laser. Alors, le support de stockage magnéto-optique doit être conceptualisé en prenant compte les mérites interactifs mutuels des différents paramètres et limitations pratiques.

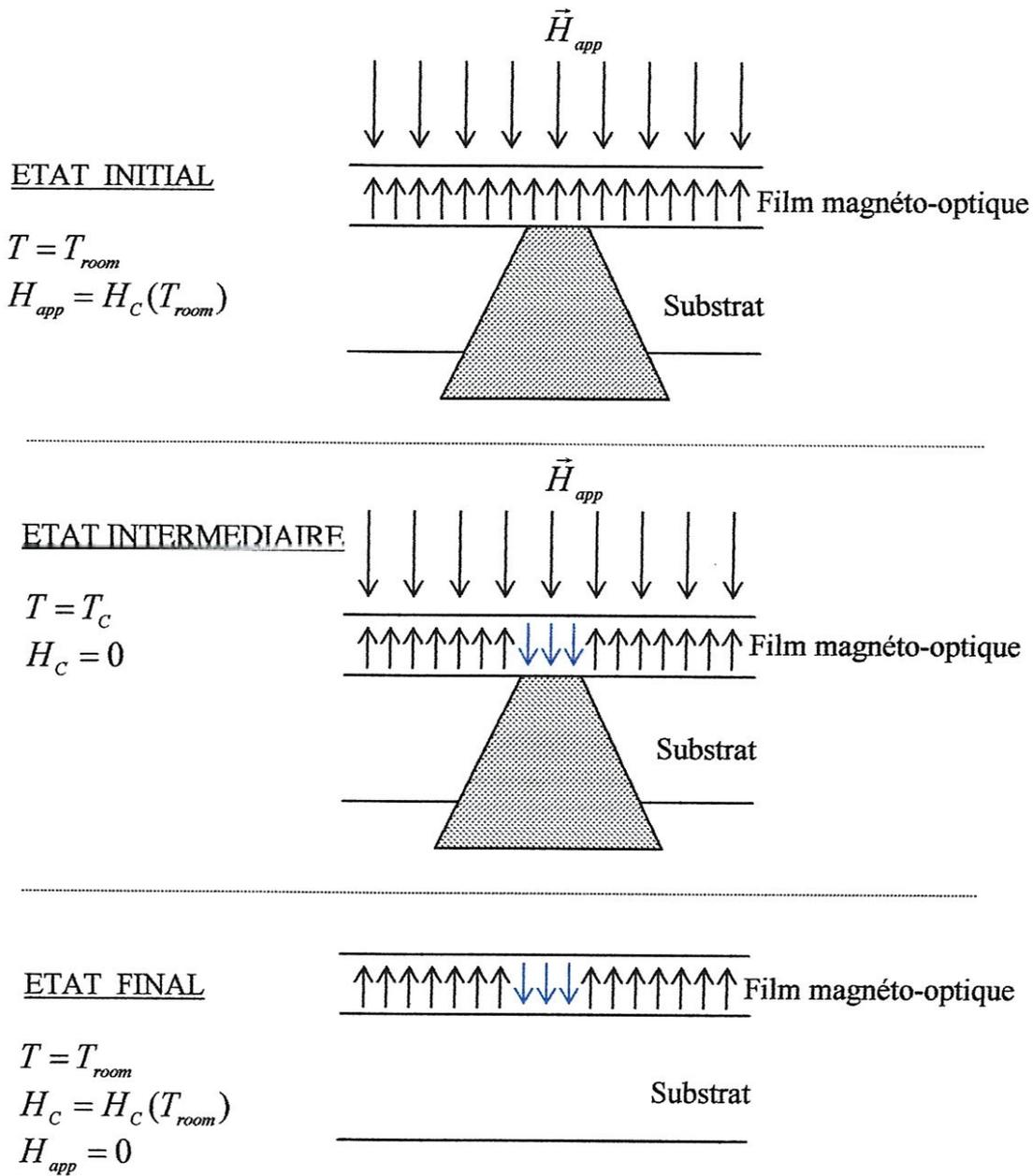


Figure 2.11 Principe d'enregistrement magnéto-optique [31]

Chapitre III

Instrumentations

III.1 Introduction

Pour des intensités suffisamment basses de la lumière, le processus d'interaction ne conduit pas à l'endommagement d'échantillon. Par conséquent, en science des matériaux la majorité des techniques optiques de caractérisation appartient aux outils analytiques non destructifs c'est l'un des avantages des méthodes optiques.

Dans ce chapitre nous allons décrire les appareils utilisés dans la technique de SMOKE et leur principe de fonctionnement.

III. 2 Plaque quart d'onde simple:

Nous disposons au laboratoire d'une lentille quart d'onde qui est avéré très utile pour expliquer le principe du phénomène de photoélasticité ainsi que la biréfringence [33].

Nous considérons le faisceau entrant de lumière linéairement polarisée constitué de deux composants mutuellement perpendiculaires en phase .parfois on décale la phase du faisceau de telle façon à obtenir une lumière elliptiquement (ou circulairement) polarisée. Nous obtenons presque toujours ce résultat en passant la lumière par un cristal biréfringent « plaque d'onde» de telle manière que l'indice de réfraction pour un composant est légèrement différent de l'indice de l'autre composant.

On a supposé que nous avons une plaque d'épaisseur d , de telle sorte qu'un nombre entier d'ondes est adapté dans le cristal (l'onde sortant à la même phase que l'onde entrant). La longueur d'onde de la lumière dans le vide est λ et la longueur d'onde dans le cristal est λ/n , égale à λ/n est l'indice de réfraction approprié.

Le nombre total des ondes dans la plaque est $\frac{d}{\lambda/n}$

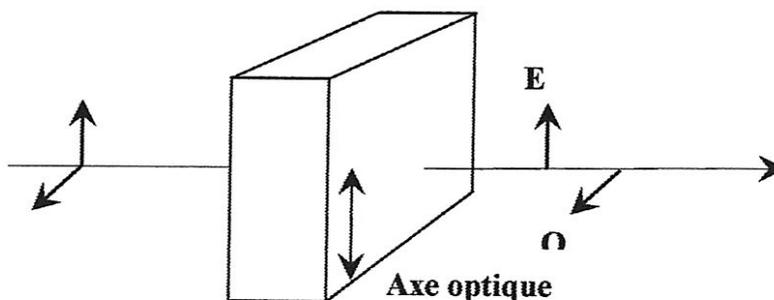


Figure 3.1: La plaque de retardement simple [33].

Si chacun des composants mutuellement perpendiculaires est dirigé par un index différent (par exemple n_i et n_j), donc la différence de phase sera:

$$\delta = 2\pi \frac{d(n_i - n_j)}{\lambda} \quad (\text{III.1})$$

Nous obtenons cette séparation de plusieurs manières, qui consistent tous à arranger les deux composants mutuellement perpendiculaires au passage à travers la plaque d'onde à différentes vitesses.

III.3 Amplificateur Lock-in

Nous disposons au laboratoire d'un amplificateur Lock-in (model 420 analogue phase duel Scitec .inst) qui est d'une importance cruciale pour diminuer le rapport signal/bruit et aussi pour déterminer les paramètres de l'effet Kerr. Sa définition détaillée sera utile pour notre travail.



Figure 3.2 Amplificateur lock-in (Scitec inst, model 420)

Les lock-in amplificateurs sont employés pour détecter et mesurer de très faibles signaux AC au dessous de quelques nano volts. Des mesures précises peuvent être faites même pour un petit signal obscurci par des sources de bruit beaucoup plus grandes [34].

L'amplificateur mesure l'amplitude d'une tension sinusoïdale V_0 :

$$V_{in}(t) = V_0 \cos(\omega_0 t) \quad (\text{III.2})$$

D'où. $\omega_0 = 2\pi f_0$, f_0 sont la fréquence naturelle et la fréquence angulaire du signal respectivement.

Fournissant cette tension à l'entrée de signal du lock-in, son mètre indique l'amplitude V_0 , typiquement calibrée en V-RMS, on fournit au lock-in un signal de référence qui doit être synchronisée avec le signal dont on mesure l'amplitude.

III.3.1 Bloc-diagramme :

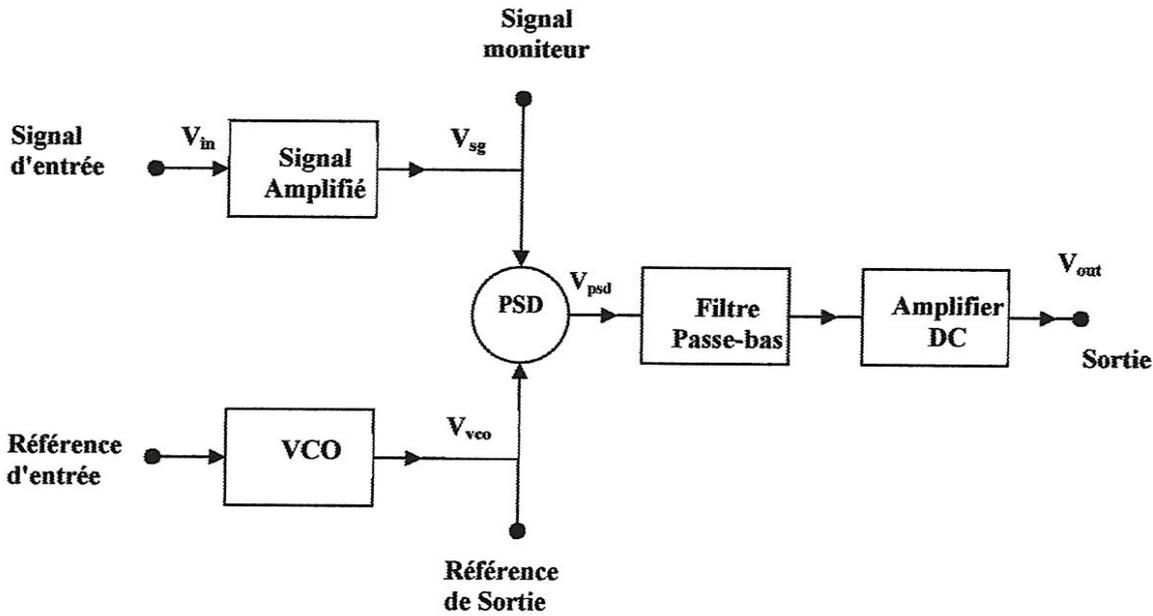


Figure 3.3 Un bloc-diagramme de l'amplificateur Lock-in

L'oscillateur contrôlé du voltage est juste un oscillateur, sauf qu'il peut synchroniser avec un signal de référence externe.

Le VCO contient aussi un circuit différencié en phase qui permet à l'utilisateur de déplacer son signal de 0-360 degrés respectant la référence.

Le détecteur sensible de phase est un circuit qui prend deux voltages comme entrée (input) V_1 et V_2 , ces derniers produisent une sortie (output) qui est le produit $V_1 * V_2$. Ainsi, le PSD est un circuit multiplicateur.

Le filtre de passe-bas est un filtre RC dont le temps constant peut être choisi.

L'amplificateur de courant continu DC est un amplificateur de basse fréquence semblable, il travaille à la fréquence zéro (le courant continu).

III.3.2 Travail du Lock-in amplificateur:

Brièvement, le signal $V_0 \cos(2\pi f_0 t)$ est nourri dans la contribution du canal de signal et amplifié par le stade d'amplificateur de courant alternatif. Comme ce signal est à la fréquence f_0 , il n'est pas nécessaire d'amplifier d'autres fréquences.

En fait, beaucoup de choses superflues sont éliminées en plaçant les filtres dans l'amplificateur de courant alternatif pour passer seulement une bande étroite de fréquences autour de f_0 . L'amplificateur de courant alternatif a un gain de voltage G_{ac} , qui est déterminé par le cadre de sensibilité du lock-in.

L'output de l'amplificateur de courant alternatif devient une des deux contributions (input) au stade de multiplicateur, nommé :

$$V_{ac} = G_{ac} V_0 \cos(\omega_0 t) \quad (\text{III.3})$$

Le stade de multiplicateur est le coeur du Lock-in amplificateur.

Un multiplicateur produit une tension de sortie qui est le produit des voltages à ses deux contributions, $V_1(t)$ et $V_2(t)$. Comme mentionné au-dessus, la production de l'amplificateur de courant alternatif est un des multiplicandes. L'autre est un voltage

$$V_{vco}(t) = E_0 \cos(\omega_0 t + \phi) \quad (\text{III.4})$$

Fourni par l'oscillateur contrôle tension, la production du multiplicateur sera:

$$V_{psd}(t) = G_{ac} V_0 E_0 \cos(\omega_0 t) \cos(\omega_0 t + \phi) \quad (\text{III.5})$$

Avec $\phi = 0$. La production VCO soit en phase avec le signal mesuré, lorsque deux signaux sinusoïdaux aux fréquences f_1 et à f_2 sont multipliés ensemble, leur produit peut être représenté par la somme de deux nouvelles sinusoïdes, une égale à la somme $f_1 + f_2$ et l'autre à la différence, $f_1 - f_2$. Pour cette application les deux fréquences f_1 et f_2 sont identiques, donc la production du multiplicateur a des composantes à la deuxième harmonique (c'est-à-dire, $2f_0$) et au courant continu

($f_0 - f_0 = 0$).avec l'utilisation du trigonométrie appropriée, L'équation peut être réécrite:

$$V_{psd}(t) = \frac{1}{2} G_{ac} E_0 V_0 [1 + \cos(2\omega_0 t)] \quad (\text{III.6})$$

En fournissant la production (output) du multiplicateur dans un filtre passe-bas de constant de temps choisi pour que le signal à $2f_0$ soit fortement atténué. La production du filtre peut ne pas encore être assez grande, donc nous l'amplifions davantage avec l'amplificateur de courant continu DC. La tension de sortie finale est un voltage de courant continu directement proportionnel à l'amplitude V_0 nous essayons de mesurer,

$$V_{out} = \frac{1}{2} G_{ac} G_{dc} V_0 E_0 \quad (\text{III.7})$$

Où G_{dc} est le gain de voltage du stade d'amplificateur de courant continu.

Ce voltage est les deux affiché sur l'afficheur, calibré dans le rms-voltage.

Les lock-in amplificateurs employés une technique connu en tant que détection de phase sensitive pour choisir le composant du signal à une fréquence de référence et phase spécifique. Les fréquences des signaux de bruit autres que la fréquence de référence sont rejetées et n'affecte pas les mesures.

III.4 L'aimantation:



Figure 3.4 L'électroaimant

Le magnétisme est la base de notre technique ; c'est pourquoi nous avons utilisé un électroaimant (PHYWE .2.66 Ω . max 4A)

L'électroaimant se compose de deux bobines magnétiques de forme cylindrique constituées d'un fil de cuivre.

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent il y a trois configurations de l'effet de Kerr, nous allons porter notre expérience sur les deux configurations longitudinale et

polaire, travaillant seulement avec une seule bobine pour un parfait alignement de l'échantillon

L'étalonnage du champ magnétique H se fait à l'aide d'une sonde Hall et un Tesla mètre

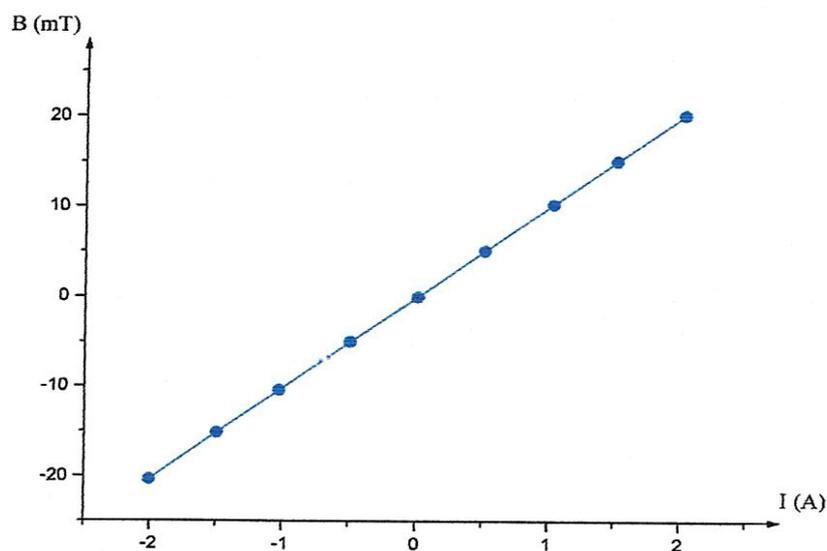


Figure 3.5 L'étalonnage d'un champ magnétique créé par la bobine

Le rendement d'une bobine a une résistance totale de 2.66Ω et une conduction du courant alimenté d'énergie bipolaire par un courant maximum de 2 A à 23 V. Le rapport entre le courant conduit dans la bobine et le champ magnétique produit sur l'axe a été calibré à l'aide d'une sonde Hall à plusieurs distances au bord du centre de la bobine. Le champ maximum réalisable sur l'axe de l'enroulement est environ 20mT au centre d'aimant et 15 mT au bord

III.4 Le photomultiplicateur

Dans notre cas, nous dépendrons d'un tube photomultiplicateur (HAMAMATSU model C659) muni d'un "power supply" model C3830, et un refroidisseur thermoélectrique C659 qui peut réduire le courant obscur à 1/200 de sa normale.



a) "Power supply" Haute tension
Model C 3830



b) Tube photomultiplicateur



c) Refroidisseur thermoélectrique C659

Figure 3.6 Les composantes du détecteur PMT [35]

III.5.1 Principe du détecteur

Un photomultiplicateur se compose d'une surface sensible à la lumière, appelée la photocathode, qui pour chaque photon incident à une certaine probabilité d'émettre un électron [36].

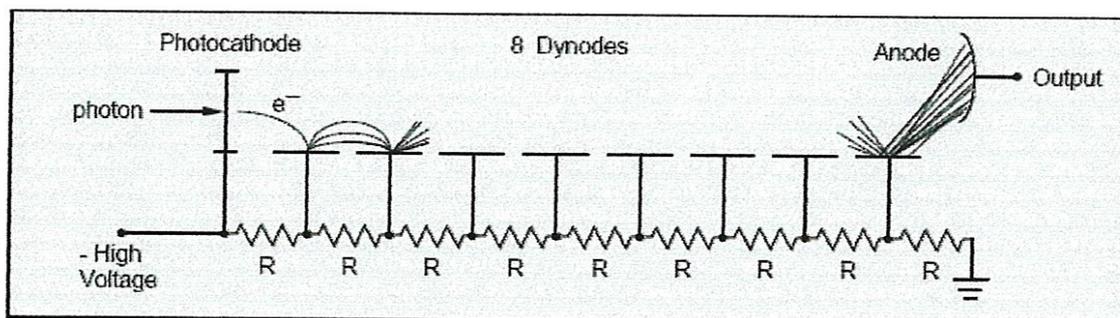


Figure 3.7 PMT conventionnel [35]

Cette probabilité connue comme l'efficacité de quantum, dépend du type de surface et de la longueur d'onde de la lumière incidente, dans les cas les plus favorables peuvent atteindre une valeur aussi haute que 0.25.

Les photoélectrons sont accélérés par un champ électrostatique interne pour frapper une électrode particulièrement traitée appelée dynode, où plusieurs électrons sont produits par le processus de l'émission secondaire d'électron. Ces électrons à leur tour sont accélérés à une deuxième dynode où le processus de multiplication est répété. Un nombre appréciable de répétitions de ce processus rapporte par la suite un éclat d'entre 10^5 à 10^7 électrons qui sont rassemblés à l'électrode finale (l'anode) pour chaque photoélectron initial.

III.5.2 Paramètres de détecteur

a) Réponse simple d'électron

L'impulsion de rendement d'un détecteur pour un photoélectron simple s'appelle la réponse d'électron ou le SER simple. Une forme typique de SER pour PMT standard est montrée dans la fig 3.8.

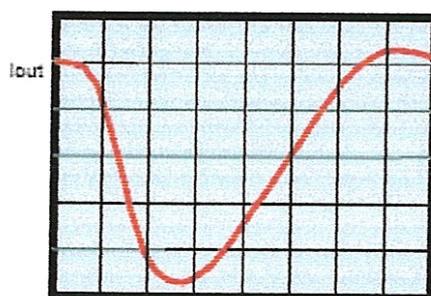


Figure 3.8 Le SER (Single Electron Response) d'un PMT standard [35]

En raison de la nature aléatoire du gain de détecteur l'amplitude d'impulsion change d'impulsion. La distribution de taille d'impulsion peut être très large jusqu'à 1:5 à 1:10

Les considérations suivantes sont faites avec G , le gain moyen et I_{SER} étant la crête du courant moyen de l'impulsion SER.

Le courant de la crête SER est approximativement

$$I_{SER} = \frac{Ge}{FWHM} \quad (III.8)$$

FWHM : largeur d'impulsion SER = largeur total à demi maximum

PMT	Gain PMT	FWHM	I_{SER}	$V_{SER} (\Omega)$	$I_{max} (const)$
Standard	10^7	5ns	0.32 mA	16 mV	100uA

Le tableau- ci-dessus montre quelques valeurs typiques. I_{SER} est la moyenne du courant crête SER, V_{SER} la tension maximale moyenne d' SER quand le rendement terminé avec 50 W. I_{max} est le courant continu maximum de sortie autorisé par le PMT.

III.5.3 Bruit dans le photomultiplicateur

Les deux sources dominantes de bruit dans un photomultiplicateur sont usuellement dans la mesure des flux légers faibles sont les bruits de fluctuation dans le courant obscur et dans le courant de signal. Un photoélectron simple émis de la photocathode rapporte sur la moyenne un paquet de Ge de charge à l'anode.

Le courant de signal à l'anode est donné par :

$$i_s = f_s Ge \quad (III.9)$$

Tel que : i_s courant de signal à l'anode de photomultiplicateur

f_s Taux de signal photoélectron (sec^{-1})

Le courant de bruit à l'anode est donné par :

$$i_n^2 = 2(f_s + f_a)G^2 e^2 B \frac{\delta}{\delta - 1} \quad (III.10)$$

Avec : B la largeur de bande (Hz)

δ Rapport secondaire d'émission dans le photomultiplicateur (sans

dimension)

f_d Taux obscur photoélectron (sec^{-1})

G gain total du photomultiplicateur

Le facteur final $\frac{\delta}{\delta-1}$ vient des fluctuations statistiques dans le processus secondaire d'émission ; le facteur principal est la formule classique de bruit avec la charge Ge amplifiée remplaçant la charge électronique.

Les effets tels que la variation du gain de multiplicateur pour la trajectoire différente d'électron les étapes et les pièces rapportées extérieures de dynode font excéder le bruit réel donné par la formule ci-dessus ; ces effets peuvent être lump ensemble en remplaçant le facteur $\frac{\delta}{\delta-1}$ par un facteur de bruit excessif z qui est plus grand de 1 et peuvent être aussi hauts que 4 pour un tube plus pauvre.

a) Bruit du courant obscur

La formule de bruit traite le bruit de courant obscur comme étant complètement du aux électrons émis de la photocathode. Cependant Le courant obscur est du aux contributions de la fuite courante (la résistance d'isolateur n'est pas tout à fait infinie) effets régénérateurs [37] (y compris les particules α, β, γ qui causent l'émission secondaire d'électron) et l'émission thermique (thermoionique) des électrons. L'émission thermoionique est souvent la source dominante du courant obscur. L'équation de Richardson rapporte l'importance du courant thermoionique de la photocathode :

$$i_T = A_D S T^2 e^{-\phi_0 / KT} \quad (\text{III.11})$$

Où A_D est l'aire de la photocathode, S est la constante ($S = 4\pi m q k^2 / h^3$) T la température de photocathode et ϕ_0 est la fonction de travail de photocathode. De toute façon le terme T^2 dans l'équation indique que le refroidissement du PMT réduira le courant obscur, le refroidissement d'un PMT d'environ -40C (233 K) réduira souvent la contribution thermo ionique au-dessous des autres sources.

b) Bruit dû à la structure de dynode

Le champ émis dû à la structure de dynode, augmente rapidement avec la tension donnant un large bruit produisant le courant. Les impulsions de bruit à l'anode peuvent exister dans la grande profusion mais être petit peut causer son absence dans un examen cursif du signal de sortie

Le rapport signal/bruit à la sortie de l'amplificateur lock-in peut être calculé. Pour le cas où la modulation du signal de lumière est une onde carrée

$$S/N = \frac{f_s}{2\sqrt{(f_s + 2f_d)Bz}} \quad (\text{III.12})$$

Avec un amplificateur accordé choisissant le composant fondamental du signal carré d'onde

$$S/N = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \frac{f_s}{\sqrt{(f_s + 2f_d)Bz}} \quad (\text{III.13})$$

Les expressions sont pour le rapport de l'amplitude de signal à l'amplitude de bruit.

$$\alpha = \frac{f_d}{f_s} \quad (\text{III.14})$$

Donc on peut écrire :

$$S/N = \frac{\sqrt{f_s}}{2\sqrt{(1+2\alpha)}} \frac{1}{\sqrt{zB}} \quad (\text{III.15})$$

Où

$$S/N = \frac{f_s / \sqrt{f_d}}{2\sqrt{\frac{1}{\alpha} + 2}} \frac{1}{\sqrt{zB}} \quad (\text{III.16})$$

La première forme est utile si $f_s \gg f_d$; alors α est petit et le signal/bruit continuera comme racine carrée du signal. Si le $f_d \gg f_s$; alors la deuxième forme est plus commode pour des expositions du signal/bruit proportionnel au signal.

III.6 Modulateur photoélastique (PEM) :



Figure 3.9 PEM-90 model I/FS50[25]

Le modulateur photoélastique est utilisé pour varier la polarisation d'un faisceau de lumière. Son principe de marche est basé sur l'effet photoélastique dans lequel un échantillon sollicité mécaniquement s'expose à une biréfringence proportionnelle aux résultats des contraintes.

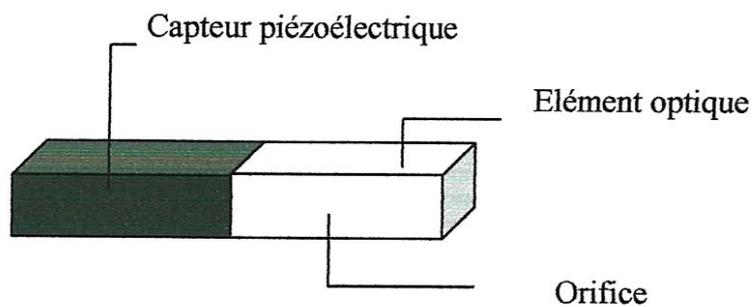


Figure 3.10 Ensemble du modulateur optique, model I/FS50 [38]

Les modulateurs photoélastiques sont des instruments où chacun produit des oscillations biréfringentes à des fréquences fixes. Dans les fréquences basses du rangé ultrasons, ces propriétés lui donnent des avantages d'utilisation avec des larges angles d'acceptations, haute modulation (pureté).

III.6.1 La forme:

Sa forme simple consiste d'une barre rectangulaire d'un matériel approprié transparent (silice fondue) attachée à un capteur piézoélectrique. Elle vibre tout au long de sa dimension à une fréquence déterminée par sa longueur et la vitesse de l'onde sonore longitudinale dans l'élément optique [39].

Le capteur tourne à une même fréquence conduite par un circuit électronique qui contrôle l'amplitude de vibration. La biréfringence est à son maximum au centre de la barre.

III.6.2 Principe d'opération du PEM-90 :

La barre de l'opération du PEM-90 est le phénomène de photoélasticité, si un échantillon d'un matériel solide transparent est soumis à une contrainte de compression ou étirage, le matériel devient biréfringent c a d ; les différentes polarisations linéaires de la lumière passant à travers le matériel auront des différentes vitesses de lumière.

- * La série PEM-90 Model I/F550 utilise une forme rectangulaire pour l'élément de module optique.
- * La barre de Silica fondu vibre avec une fréquence résonante naturelle de 50Hz, celle -ci est soutenue par un capteur piézoélectrique de quartz attaché à la fin de l'élément.
- * Les oscillations biréfringentes au centre de la barre surviennent à 50Hz.la grandeur de la biréfringence est contrôlée électriquement avec le contrôleur du PEM.

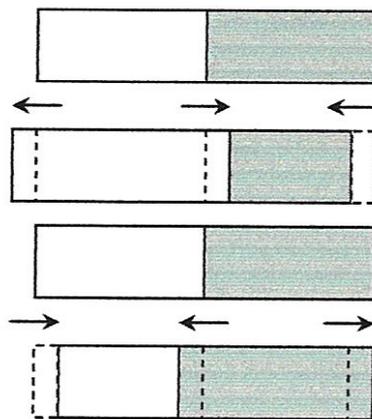


Figure 3.11 La représentation du Mouvement vibrationnel [38]

III.6.3 L'effet de retardation (compression et l'extension):

L'effet de modulateur suit une onde de lumière monochromatique polarisée linéairement comme montré dans la figure. Le plan de polarisation est à 45° par rapport aux axes du modulateur avant le passage à travers lui.

- ✓ Si l'élément optique est relaxé la lumière traverse avec une polarisation inchangée
- ✓ S'il est compressé la composante de polarisation parallèle à l'axe du modulateur traverse légèrement rapide que la composante verticale. La composante horizontale guide la composante verticale après le passage de la lumière à travers le modulateur.
- ✓ S'il est étendu, la composante horizontale sera traînée après la verticale.

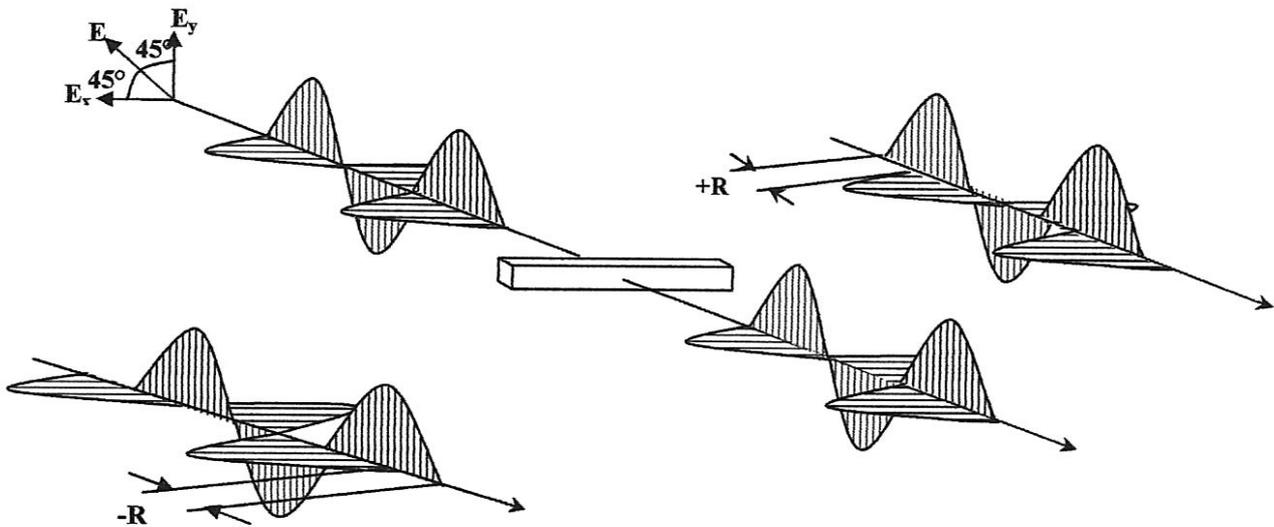


Figure 3.12 L'effet de retardation la compression et l'extension du PEM [38]

La différence de phase entre les composantes à n'importe quel instant du temps s'appelle : **retardation**. Le seuil de retardation est l'amplitude d'une retardation sinusoïdale en fonction du temps.

L'unité de retardation incluse la distance, l'onde (quart d'onde, demi onde), l'angle de phase, peut être affiché sur le contrôleur du PEM

II.6.4 Utilisation comme modulateur

Le PEM-90 peut être employé pour moduler un faisceau de lumière. Un état fréquemment utilisé d'opération se produit quand le retardement maximal correspond à un quart de la longueur d'onde de la lumière employée.

La lumière entrante est linéairement polarisée dans un plan à 45° avec l'axe du modulateur. Le résultat est une lumière qui oscille circulairement entre la polarisée gauche et droite avec une polarisation elliptique entre ces extrémités. La fréquence d'oscillation optique est à la fréquence de modulateur (1f)

II.6.5 Utilisation comme un analyseur

Le PEM-90 peut également être employé pour analyser l'état d'un faisceau de lumière polarisé

Un composant circulaire net de polarisation produira un signal électrique dans le détecteur à la fréquence de modulateur (1f).

Un composant linéaire net de polarisation à 45° en ce qui concerne l'axe de modulateur produira un signal électrique dans le détecteur deux fois à la fréquence de modulateur (2f). L'utilisation des signaux de référence du contrôleur PEM-90 avec l'amplificateur lock-in permet la mesure simultanée de ces deux composants de polarisation.

II.6.6 Calibrage du modulateur

Kemp a dérivé les équations pour l'intensité de la lumière atteignant le détecteur en fonction du temps. A_0 est l'amplitude de la fonction de retardement sinusoïdale ; B est la grandeur de retardement de l'onde plane ; et Ω est la fréquence angulaire du modulateur. L'expression générale pour la fonction d'intensité est :

$$I = 1/2 \{1 - \cos B \cos(A_0 \cos \Omega t) + \sin B \sin(A_0 \cos \Omega t)\}$$

Pour la majorité d'applications l'expansion de cette expression employant une série de Fourier est très utile :

$$\begin{aligned}
 I = & \quad 1/2 \{ 1 - \cos(B) J_0(A_0) && DC \\
 & + 2 \sin(B) J_1(A_0) \cos(2\Omega t) && 1f \\
 & + 2 \cos(B) J_2(A_0) \cos(2\Omega t) && 2f \\
 & + \dots\dots\dots \text{des termes élevés} \}
 \end{aligned}$$

La dernière expression montre le composant du DC de l'expression et les premiers et deuxièmes harmoniques des signaux d'intensité optiques. Employant le signal de référence du contrôleur du PEM-90 ces harmoniques peuvent être facilement détectées avec un lock-in l'amplificateur

S'il n'y a aucune biréfringence présente, les équations ci-dessus réduisent au suivant. Noter qu'il n'y a aucun composant fondamental (première harmonique) dans le signal d'intensité . .

$$I = 1/2 \{ 1 - \cos(A_0 \cos \Omega t) \}$$

Et

$$I = 1/2 \{ 1 - J_0(A_0) + 2J_2(A_0) \cos(2\Omega t) + \dots\dots\dots \text{termes élevés} \}$$

II.7 Préamplificateur

On ajoute un préamplificateur à la sortie du tube photomultiplicateur PMT, le but de ce circuit est de convertir le courant de sortie du PMT à un voltage de sortie.

Il est aussi utilisé pour amplifier le signal pour que n'importe quel bruit introduit après sera d'un effet minimal par rapport au signal final.

Le circuit utilisé est composé d'un amplificateur transimpédance comme montré à la figure 3.11

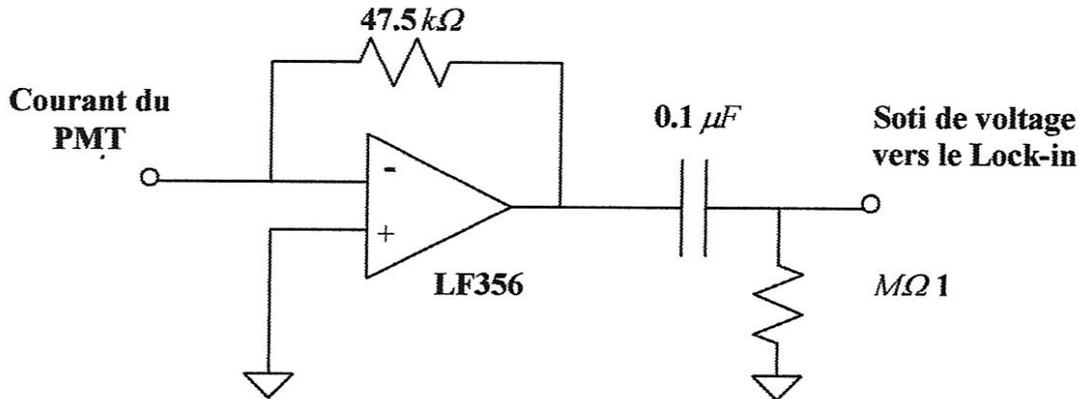


Figure 3.13 Le signal du préamplificateur

La résistance et la capacité à la sortie de l'amplificateur transimpédance éliminent la composante du signal DC et permet la transmission au, reste du signal, inchangé. (50KHz et 100KHz) au lock-in

La composante DC du signal peut surcharger l'amplificateur Lock-in et résulte ainsi une lecture énorme.

II.8 Le Polarimètre

Le polarimètre est un instrument permettant de déterminer l'action d'un corps actif sur un rayon polarisé [40,30].

Le défi de MOKE et les autres techniques de sensible polarisation sont de déterminer la polarisation de lumière avec une haute sensibilité et exactitude. Dans cette section nous allons utiliser le modulateur photoélastique pour déterminer complètement θ_k

Il est important de présenter d'abord les concepts fondamentaux de la lumière polarisée. La radiation électromagnétique (la lumière) est composée du couple d'ondes électrique et magnétique qui sont orthogonal l'une à l'autre.

.pour simplifier la représentation de la radiation électromagnétique, on se concentre sur l'onde électrique (l'onde magnétique qui peut être facilement déterminée une fois l'onde électrique est connue).

a) La lumière polarisée

La polarisation la plus simple est la polarisation linéaire de la lumière. La figure.3a) montre une onde électrique verticalement polarisée qui est linéairement polarisée dans la direction y . Cette onde se déplace dans la direction z , avec un champ électrique oscillant en haut et en bas comme les mouvements. N'importe quel état de polarisation peut être produit par un ajout vectoriel de deux polarisations linéaires orthogonales. Ces deux polarisations orthogonales forment "une base" avec laquelle on peut produire n'importe quelle polarisation. Par exemple, si on ajoute une onde polarisée perpendiculaire à une autre onde (Fig. 3a), on peut créer la lumière d'une façon linéairement polarisée qui est inclinée de la direction y comme montré dans la figure. 3b).

En outre, si les ondes horizontalement et verticalement polarisées sont en différence de phase en déplaçant une le long de l'axe z - par rapport à l'autre, on peut produire une onde elliptiquement polarisée, comme montré dans la figure. 3b) qui montre Trois exemples de différentes polarisations obtenus en ajoutant des champs électriques d'ondes polarisés dans les directions x et y . Une onde horizontalement polarisé (rouge) est ajouté à une onde verticalement polarisé (vert) pour produire une onde polarisé incliné linéairement (bleu); sur la figure.3c) les ondes horizontalement et verticalement polarisés sont en différence de phase l'un par rapport à l'autre le long du l'axe z - qui produit une onde elliptiquement polarisée

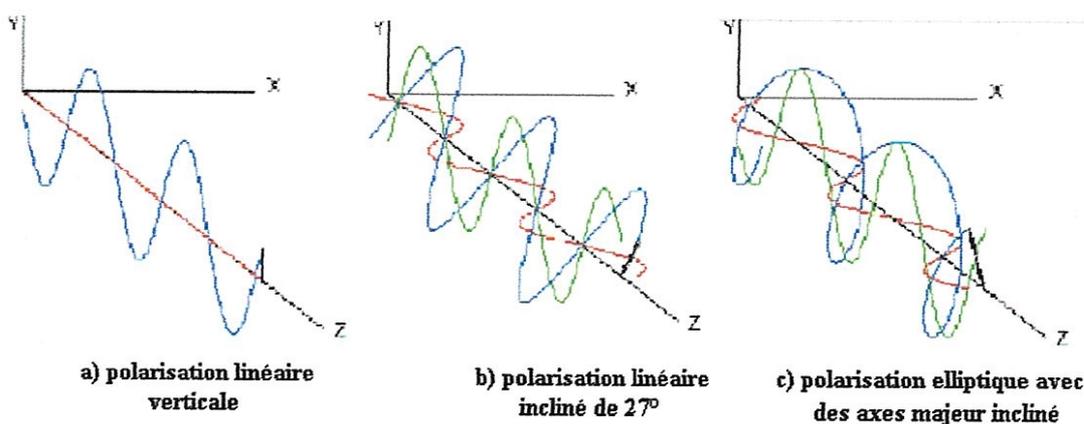


Figure 3.14 Trois exemples de différentes polarisations [40].

L'échantillon peut changer la polarisation de la lumière réfléctée transmise de plusieurs façons.

L'angle de Faraday/Kerr inclut les termes réels et imaginaires. Le terme réel correspond à la rotation géométrique simple du vecteur de polarisation de la direction de propagation. Le terme imaginaire s'entend directement à l'ellipticité de la polarisation. Si l'échantillon est axialement symétrique le long d'H, le tenseur transmittance est diagonal dans une base de polarisation circulaire.

Donc, les changements dans la polarisation d'incidente dépendent seulement de :

- (1) La différence en phase relative de la polarisation de lumière circulairement transmise (réflété) à gauche par rapport à la droite due au $\text{Re}(\theta_f)$, ($\text{Re}(\theta_k)$), et qui conduit à la rotation de la lumière linéairement polarisée
- (2) La différence relative dans la transmission (la réflexion) de la lumière polarisée circulairement gauche par rapport à celle droite en raison d' $\text{Im}\theta_f$ ($\text{Im}\theta_k$), qui présente l'ellipticité à la lumière linéairement polarisée.

Pour les échantillons avec des différences dans l'index de réfraction et d'absorption de la lumière d'une façon linéaire polarisée, car les différences dans l'absorption causent la rotation Faraday/Kerr et les différences dans l'index linéaire causent la rotation Faraday.

b) L'angle de Kerr

Supposant que l'échantillon est isotopique dans le plans et que le champ magnétique / la magnétisation est normale à la surface, on peut de façon pratique décrire la transmission et la réflexion de lumière en utilisant la base circulaire, avec n_{\pm} et k_{\pm} décrivant les index de réfractons et coefficients d'absorptions, respectivement pour la lumière circulairement polarisée droite/gauche (+/-). Dans la transmission, les différences d'indices n_{+} et n_{-} causent la rotation dans l'axe de la lumière incidente linéairement polarisée tandis que la différence dans la constants d'absorption k_{+} et k_{-} causent l'ellipticité de la lumière.

Dans la réflexion, la dépendance de la rotation et d'ellipticité des signaux sur n et k est inversée.

L'amplitude de réflexion r_{\pm} pour la lumière circulairement polarisée + et - sur un volume de matière est donnée par :

$$r_{\pm} = \frac{\tilde{n}_{\pm} - 1}{\tilde{n}_{\pm} + 1} \quad (\text{III.17})$$

Où l'index complexe de réfraction est donné par $\tilde{n}_{\pm} = n_{\pm} + k_{\pm}$. Notez ici que si le \tilde{n}_{\pm} est réel ($k = 0 \leftrightarrow \text{pas d'absorption}$), aucune différence de phase (à part pour 180°) produite dans la lumière réflétee.

L'équation (III.17) est la même équation que pour la lumière polarisée linéairement. Quand elle se déplace d'une base linéaire à une circulaire, on utilise les mêmes équations en remplaçant \tilde{n} avec \tilde{n}_{\pm}

L'angle de Kerr complexe est:

$$\begin{aligned} \theta_k \approx \tan \theta_k &= \frac{i2(\tilde{n} - \tilde{n}_i)}{1 - \eta} \\ &= \frac{2}{1 - \eta} [-(k_- - k_+) + i(n_- - n_+)] \end{aligned} \quad (\text{III.18})$$

Comme dans l'équation. (III.17) il est clair que s'il n'y a aucune absorption ($k_+ = k_- = 0$) et η est réel, θ_k est purement imaginaire et donc il n'y a que l'ellipticité et aucune rotation ne se produit dans la polarisation réflétee.

En négligeant η complexe dans le dénominateur, on voit claire de l'équation. (III.18) que la rotation de la polarisation, reliée au $\text{Re} \theta_k$, est proportionnelle au $(k_- - k_+)$, pendant que l'ellipticité, qui est reliée à $\text{Im} \theta_k$, est proportionnelle à $(n_- - n_+)$.

Le Complexe η dans le dénominateur aura tendance à mélanger les parties réelles et imaginaires de l'expression dans la parenthèse, mais si la partie imaginaire de η est petite comparée à 1, l'association de rotation Kerr avec le dichroïsme circulaire et Kerr ellipticité avec la biréfringence circulaire est une approximation raisonnable pour la géométrie de Kerr longitudinal, la base de polarisation linéaire (les polarisations linéaires \perp et \parallel) est plus approprié.

L'amplitude de réflexion pour la lumière polarisée linéairement sur la surface de volume en métal est donnée par :

$$r_{\perp\parallel} = \frac{1 - \tilde{\beta}_{\perp\parallel}}{1 + \tilde{\beta}_{\perp\parallel}} \quad (\text{III.19})$$

Où $\tilde{\beta}_{\perp//} = n_{\perp//} + ik_{\perp//}$ Dans ce cas, s'il n'y a aucune absorption ($k_{\perp//} = 0$), il n'y a aucune différence de phase dans les polarisations (\perp et $//$) reflétés, qui sont en phase. Si $n_{\perp} \neq n_{//}$, les amplitudes des polarisations linéaires \perp et $//$ réfléchies seront différentes.

À la différence du Kerr effectué dans la base circulaire, l'ellipticité dans le faisceau réfléchi se produit seulement s'il y a une absorption réelle.

c) Modulateur photoélastique

Pour une mesure de sensibilités des parties réelles et imaginaires de θ_k , la radiation réfléchie de l'échantillon est analysée en utilisant un modulateur photoélastique (PEM). En modulant la polarisation de la lumière réfléchie, le PEM permettra de déterminer la polarisation de cette lumière.

Le PEM se compose d'un bloc de cristal optiquement isotopique et de deux transducteurs piézoélectriques cela crée des alternances de tension à la fréquence de résonance $\omega_e \approx 50\text{KHz}$. En apportant la tête optique à la fréquence de résonance, les grands balancements d'effort dans la direction horizontale pouvant être accomplie, créent à leur tour des balancements significatifs dans l'indice de réfraction.

Donc, l'indice de réfraction dans la direction x , $n_x(t)$ varie comme :

$$n_x(t) = n_0 + \Delta n \sin(\omega_{PEM} t) \quad (\text{III.20})$$

L'indice de réfraction dans la direction y , $n_y(t)$ restera constant

$$n_y(t) = n_0 = \text{Constant} \quad (\text{III.21})$$

Ici n_0 et Δn sont les valeurs pour l'indice non tendu de réfraction et de la différence dans l'indice de la réfraction produite au pic des oscillations d'effort, respectivement.

Comme la vitesse de lumière dans une matière dépend de l'indice de réfraction de la matière, le temps dépendant différencié entre n_x et n_y permet au PEM de retarder périodiquement la phase d'une composante de polarisation linéaire $E_x' \hat{x}$ en respectant la composante orthogonale $E_y' \hat{y}$ comme suit :

$$E_x' \hat{x} + E_y' \hat{y} \xrightarrow{PEM} (E_x' e^{i\delta(t)}) \hat{x} + E_y' \hat{y} \quad (\text{III.22})$$

Où $\delta(t)$ est la modulation de phase sinusoïdale de E_x' respectant E_y' , est donné par:

$$\delta(t) = \beta \cos(\omega_{PEM} t) \quad (\text{III.23})$$

$$\beta = 2\pi \frac{\Delta L}{\lambda} = 2\pi \frac{\Delta n D}{\lambda} \quad (\text{III.24})$$

Où β est l'amplitude de la phase modulée, ΔL est la différence de chemin optique efficace pour \hat{x} et \hat{y} les radiations polarisée dues a Δn (la différence maximum entre n_x et n_y), D est l'épaisseur du cristal PEM, λ est la longueur d'onde de la radiation et ω_{PEM} est la fréquence de modulation. L'amplitude de modulation de phase β est appelée aussi retardation, décrit à quelle distance (en onde ou radians) une polarisation linéaire est déplacée de l'autre.

Par exemple $\beta = 0.50$ onde $= 3.14$ rad signifie que l'onde polarisée dans la direction y est périodiquement déplacée à moitié de longueur d'onde devant l'onde polarisée. L'axe optique du PEM est orienté parallèle à celle de la radiation du laser le long \hat{y} , pour qu'aucune modulation ne se produit à moins que l'échantillon ne produise une composante \hat{x} dans la polarisation par l'un faisant tourner la polarisation (la rotation de Kerr) ou présentant une ellipticité à la polarisation (Kerr ellipticité).

III.9 Conclusion

Pour une bonne compréhension du matériel, nous avons tenu à décrire profondément les instruments utilisés dans cette technique et leur système de fonctionnement afin d'avoir une idée correcte pour une bonne réalisation du magnétomètre SMOKE.

Chapitre IV

Test expérimental de l'installation SMOKE

IV.1 Principe de la mesure Kerr

Tout le montage expérimental Kerr est basé sur le fait que la rotation θ et l'ellipticité η , induites par l'aimantation M de l'échantillon sur la polarisation linéaire de la lumière incidente, sont linéaires avec M .

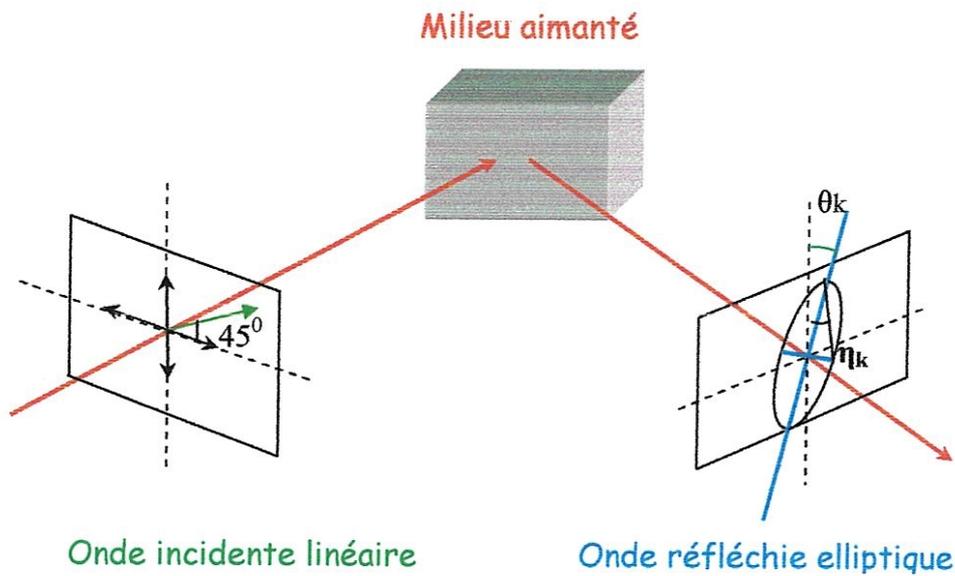


Figure 4.1 Représentation figurative de l'effet de Kerr

Grâce à cette dépendance linéaire, des boucles d'hystérèse peuvent ainsi être mesurées, si l'on fait varier M en appliquant un champ magnétique H , et que l'on mesure la rotation θ ou l'ellipticité η .

Ainsi, dans la pratique, nous ne mesurons pas directement les grandeurs Kerr (θ, η) mais la variation de l'intensité de la lumière réfléchie qui traverse l'analyseur

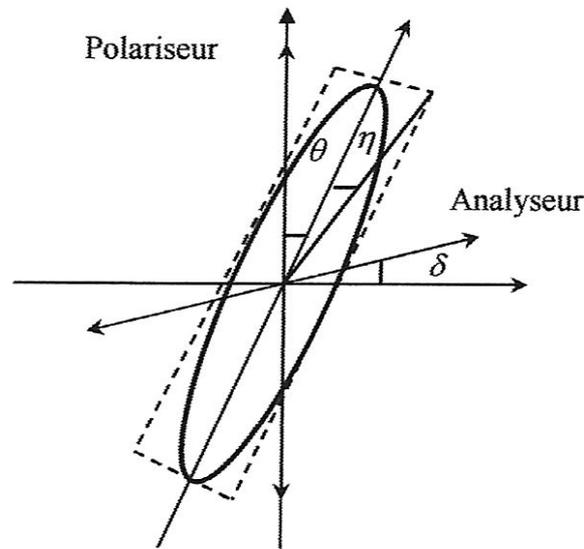


Figure 4.2 L'onde elliptique réfléchie lorsque la lumière incidente est polarisée p [21]

La figure 4.2 permet de visualiser l'onde elliptique réfléchie, le polariseur et l'analyseur, lorsque la lumière incidente est polarisée p .

L'axe de l'analyseur étant décroissant d'un petit angle de l'extinction ($\delta \ll 1^\circ$), l'intensité de la lumière mesurée est donnée par :

$$I = |E_p^r \sin \delta + E_s^r \cos \delta|^2 \quad (\text{IV.1}).$$

Dans le cas où p est l'onde incidente. Le rapport $E_s^r/E_p^r \approx \theta_K + i\eta_K$ de l'équation (K_s , K_p) l'intensité devient:

$$\begin{aligned}
 I &= |E_p^r|^2 |\sin \delta + \theta \cos \delta + i\eta \cos \delta|^2 \\
 &= |E_p^r|^2 (\sin^2 \delta + \theta^2 \cos^2 \delta + 2\theta \sin \delta \cos \delta + \eta^2 \cos^2 \delta) \\
 &\approx |E_p^r|^2 (\sin^2 \delta + 2\theta \sin \delta \cos \delta) \quad \text{car } (\theta, \eta) \ll 1 \\
 &\approx |E_p^r|^2 (\delta^2 + 2\theta\delta) \\
 I &= I_0 \left(1 + \frac{2\theta}{\delta}\right)
 \end{aligned} \tag{IV.2}$$

Avec $I_0 = |E_p^r|^2 \delta^2$ l'intensité en absence de la rotation Kerr (pas de M)

IV.2 Alignement de la manipulation

L'exactitude et quelquefois même la validité de mesures polarimétrie de nouveaux signaux d'un échantillon dépend crucialement de l'étalonnage de tous les éléments connus dans le système. Nous allons explorer des mesures indépendantes pour calibrer et caractériser des composantes critiques du système.

IV.2.1 Alignement du PEM

Le paramètre principal qui doit être calibré pour le PEM est l'amplitude de retardation donnée dans l'équation. (III.20). Puisque le champ d'effort et ainsi l'indice de la différence de réfraction expérimenté par un faisceau traversant le PEM dépend de la trajectoire qu'il veut suivre, l'amplitude de retardation réelle peut varier aussi pour une retardation de PEM donné. Pour les mesures exactes, il est critique de calibrer la retardation du PEM en utilisant exactement le même chemin de lumière qui sera utilisé pour mesurer l'échantillon.

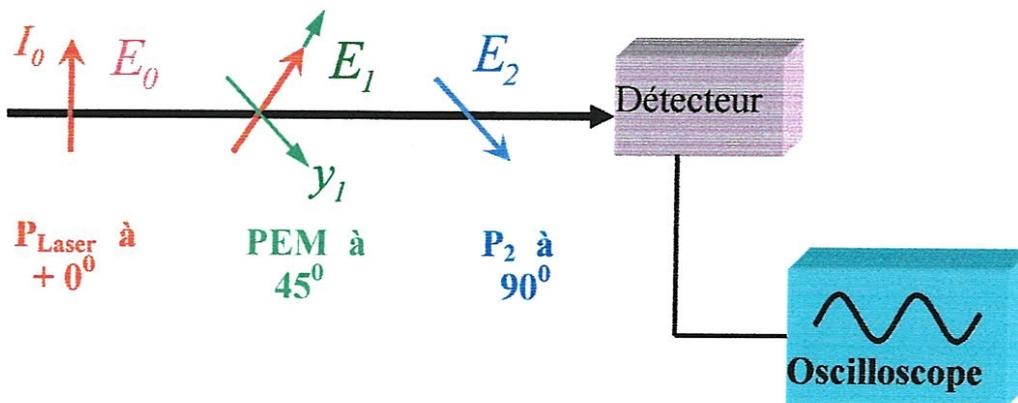


Figure 4.3 Calibrage de la retardation du PEM [30]

Il y a plusieurs ondes pour calibrer la retardation du PEM, Ici nous discutons une technique qui est montrée dans la figure 4.3. Le PEM est placé à 45° entre deux polariseurs croisés. Pour des polariseurs parfaits, aucune lumière n'éclairerait le détecteur si le PEM est éteint, ou dans le temps où la retardation est zéro.

Les signaux d'intensité prédits $I(t)$ et la retardation $\delta(t)$ sont plotés comme une fonction de temps pour différentes amplitudes de retardation β dans la figure.4.4. Comme la retardation PEM s'approche de 0.50 onde, les augmentations de signal de transmission vers la valeur maximale de I_0 , comme vu par les pics dans la Fig.4.4 a). Le signal est maximum au détecteur quand la retardation du PEM arrive à $\frac{1}{2}$ onde (voir des flèches sur la moitié du fond de la Figure 4.4), dans le point où le PEM fait tourner la polarisation à 90° , en permettant la transmission par le deuxième polariseur à 100 %. Cela peut être vu par les pics dans la Fig.4.4.b). Si la retardation augmente devant $\frac{1}{2}$ onde, le signal de transmission commence à diminuer de nouveau, comme peut être vu par la petite inclinaison près du maximum dans la figure.4.4.c). Puisque la courbure du signal de transmission près du pic ci-dessous à $\frac{1}{2}$ onde est négatif (la figure 4.4.a) quand la courbure de la transmission près du pic au-dessus d' $\frac{1}{2}$ onde est positive (la Fig.4.4.c), la courbure au pic à 0.50 onde est zéro, ce qui signifie que le pic est écrasé comme peut être vu par la région du cercle écrasée dans la figure 4.4.b). L'écrasement des pics de signal de transmission est caractéristique de l'amplitude de retardation du PEM étant à $\frac{1}{2}$ onde et elle n'est pas très sensible à l'alignement du PEM et des polariseurs, comme elle est vue par la courbe pointillée dans la figure.4.4, où le PEM et les polariseurs ne sont pas totalement alignés. Cela peut mettre l'étalonnage du PEM relativement insensible à d'autres

Les signaux qui sont montrés dans la figure.4.4 sont calculés en projetant les composantes des champs électriques sur des différents éléments et en propageant le champ électrique par chaque élément. Après son passage à travers le PEM, une partie du champ électrique initial E_0 arrive sur l'axe x du PEM (x_1) et une partie arrive à l'axe (y_1). La composante de E_0 suivant de l'axe y du PEM subit une autre différence de phase dépendant du temps $e^{i\delta(t)}$ et donc le champ électrique transmis E_0 devient :

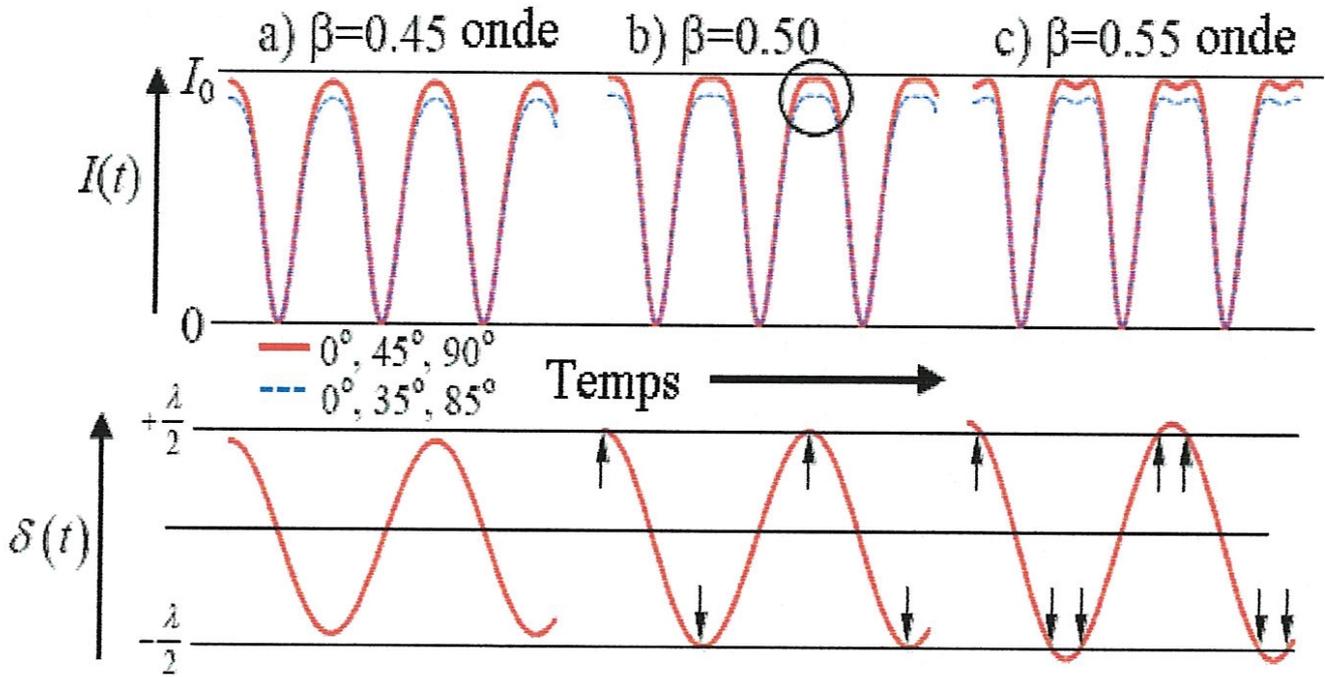


Figure 4.4 Le signal de détecteur sur l'oscilloscope pour une amplitude de retardation du PEM [30].

$$\vec{E}_1 = (E_0 \cos 45^\circ) \hat{x}_1 - (E_0 e^{i\delta(t)} \sin 45^\circ) \hat{y}_1 = E_0 \frac{\sqrt{2}}{2} (\hat{x}_1 - e^{i\delta(t)} \hat{y}_1) \quad (IV.3)$$

\vec{E}_1 est alors projeté sur le deuxième polariseur, qui permet seulement aux composantes parallèles de passer par son axe

Par conséquent, le magnitude du champ électrique \vec{E}_2 qui est alors transmis par le second polariseur est :

$$E_2 = E_0 \frac{\sqrt{2}}{2} - E_0 \frac{\sqrt{2}}{2} (1 - e^{i\delta(t)}) \quad (IV.4)$$

L'intensité résultante I_2 qui illumine le détecteur est juste le magnitude carré de \vec{E}_2 :

$$\begin{aligned}
 I_2 &= \frac{I_0}{2} c \varepsilon_0 |E_2^2| = \frac{I_0}{2} c \varepsilon_0 E_2 E_2^* = \frac{I_0}{2} c \varepsilon_0 \frac{I_0}{2} (1 - e^{i\delta(t)}) (1 - e^{-i\delta(t)}) \\
 &= \frac{I_0}{2} (2 - 2 \cos \delta(t)) = I_0 (1 - \cos \delta(t)) = I_0 (1 - \cos[\beta \cos(\omega_{PEM} t)])
 \end{aligned} \tag{IV.5}$$

Où E_2^* est le complexe conjugué de E_2 et nous avons utilisé Equation. (III.20) pour remplacer à $\delta(t)$. Le résultat sera plus compliqué si les polariseurs et le PEM ne sont pas orientés exactement dans l'incrément 45° , mais l'approche fondamentale est identique. Notez que le signal dépend de $[\beta \cos(\omega_{PEM} t)]$, un cosinus d'un cosinus, peut être développé en harmoniques dans une série de Fourier:

$$\begin{aligned}
 \cos[\beta \cos(\omega_{PEM} t)] &= J_0(\beta) + 2J_2(\beta) \cos(2\omega_{PEM} t) + 2J_4(\beta) \cos(4\omega_{PEM} t) \\
 &\quad + 2J_6(\beta) \cos(6\omega_{PEM} t) + \dots
 \end{aligned} \tag{IV.6}$$

Où J_n est la n^{ième} fonction de Bessel. Notez que le coefficient de la deuxième harmonique de signal est $2J_2(\beta)$ pendant que le coefficient pour le quatrième harmonique est $2J_4(\beta)$. Donc si on pourrait accorder le détecteur pour que ce soit seulement sensible à un signal de $2\omega_{PEM} \approx 100kHz$, on pourra avoir un résultat qui est proportionnel à $J_2(\beta)$.

VI.2.2 Alignement du polarimètre

L'organisation expérimentale pour mesurer la polarisation de la lumière après sa réflexion par l'échantillon est montrée dans la figure.4.5. La lumière linéairement polarisée du laser éclaire l'échantillon. Le champ magnétique à l'échantillon provoque des changements dans la polarisation de la lumière reflétée, qui passe alors à travers le PEM et le polariseur linéaire P_2 , orienté à 0° et 45° par rapport au vertical, respectivement. Pour les mesures de SMOKE $H \neq 0$, P_1 est enlevé du chemin de faisceaux. pour l'alignement, $H = 0$ P_1 est tourné par un petit angle.

En projetant les composantes du champ électrique de la polarisation sur chaque élément optique comme dans les équations. (III.21) - (IV.3), on peut calculer le rapport entre le signal au détecteur et l'angle de Kerr complexe θ_k :

$$\operatorname{Re}[\theta_k] = \frac{I}{4J_2(\beta)} \frac{I_{2\omega_{PEM}}}{I_0} \quad (\text{VI.7})$$

$$\operatorname{Im}[\theta_k] = \frac{I}{4J_3(\beta)} \frac{I_{3\omega_{PEM}}}{I_0}$$

Où $n^{\text{ième}}$ fonction de Bessel et $I_{n\omega_{PEM}}/I_0$ est le rapport de l'intensité du signal à l'harmonique $n^{\text{ième}}$ du ω_{PEM} et l'intensité du signal à la fréquence ω_{PEM} du laser. Dans l'équation. (IV.4), il est supposé que θ_k est petit. Les fonctions de Bessel deviennent de l'expansion de $\cos[\beta \cos(\omega_{PEM} t)]$ et $\sin[\beta \cos(\omega_{PEM} t)]$ comme dans les équations. (III.23) et (IV.3). Notez à la différence de l'équation. (III.23), dans ce cas-là nous avons aussi un terme proportionnel à $\sin[\beta \cos(\omega_{PEM} t)]$ qui produit des harmoniques paires et impaires, qui exigent à son tour les deux fonctions de Bessel paires et impaires. Les harmoniques pair sont rattachées à la rotation $\operatorname{Re}[\theta_k]$, alors que les harmoniques impairs sont rattachés à l'ellipticité $\operatorname{Im}[\theta_k]$. Les amplificateurs lock-in sont utilisés pour mesurer les composantes de fréquence relevées venant du détecteur.

On peut utiliser un amplificateur lock-in pour mesurer $I_{2\omega_{PEM}}$ et $I_{3\omega_{PEM}}$ avec des signaux résultant proportionnels à $\operatorname{Re}[\theta_k]$, $\operatorname{Im}[\theta_k]$ respectivement.

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}[\theta_k] &= \frac{I}{4J_2(\beta)} \frac{I_{2\omega_{PEM}}}{I_0} \propto I_{2\omega_{PEM}} \\ \operatorname{Im}[\theta_k] &= \frac{I}{4J_3(\beta)} \frac{I_{3\omega_{PEM}}}{I_0} \propto I_{3\omega_{PEM}} \end{aligned} \quad (\text{VI.8})$$

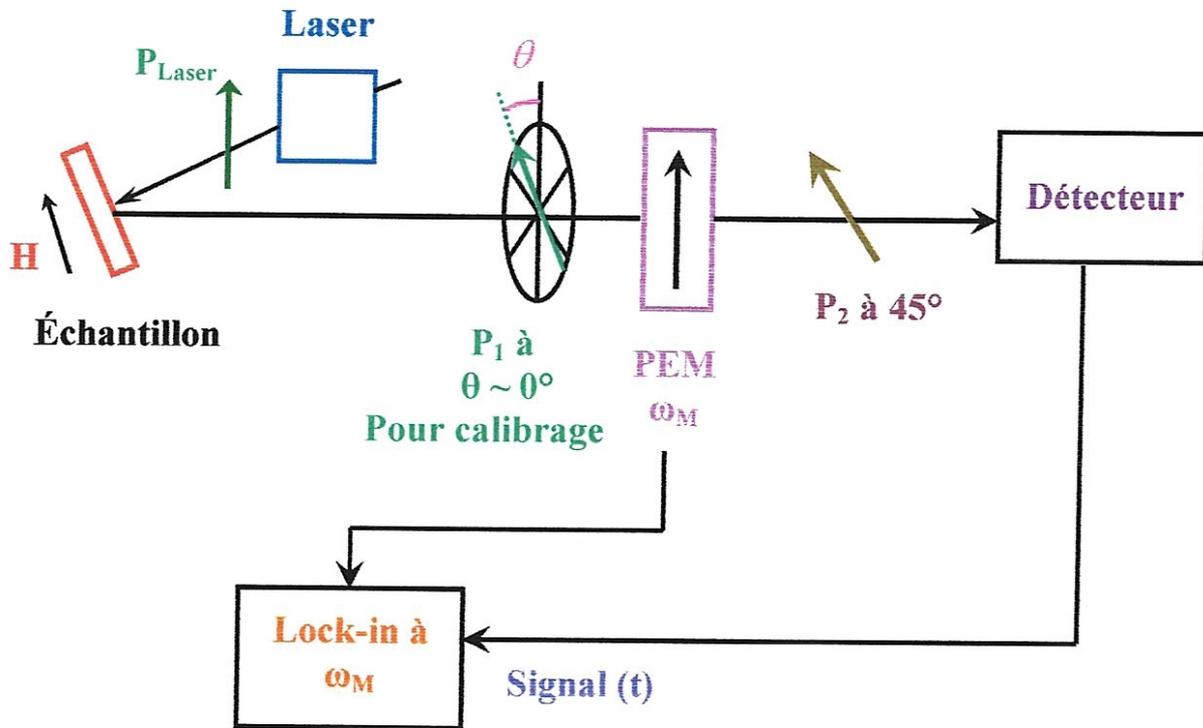


Figure 4.5 L'étalonnage de système SMOKE en utilisant un polariseur linéaire [30]

Pour mesurer $\text{Re}[\theta_k]$ ou $\text{Im}[\theta_k]$ on doit aussi mesurer I_0 , mais dans les expériences typiques de SMOKE le seul intérêt est aux changements qualitatifs de θ_k en fonction du champ magnétique appliqué, puisque l'intensité du laser est stable, on n'a pas besoin de mesurer I_0 .

Pour minimiser le signal de base due au mauvais alignement du PEM, réglez l'orientation du PEM pour minimiser le signal $I_{2\omega_{\text{PEM}}}$. Cela garantira que l'axe PEM est parallèle à la polarisation de laser.

En principe, si β est connu et tous les éléments optiques sont idéals et orientés de façon optimale, on peut immédiatement utiliser l'équation. (IV.4) et les signaux mesurés pour obtenir θ_k .

Pourtant, les composants peuvent ne pas être idéals et ils peuvent être légèrement mis alignés. Il est utile de changer la polarisation d'une façon connue et contrôlée pour que la sensibilité et la stabilité du système polarimétrie puissent être caractérisées. Donc, nous pouvons utiliser de

polariseur linéaire après l'échantillon pour changer la polarisation par une quantité connue et comparer ensuite le signal résultant avec les prédictions. Le champ magnétique est éteint, donc tous les changements dans la polarisation sont dus aux changements dans l'orientation de polariseur linéaire. Le rapport entre le signal au détecteur et l'angle d'orientation θ par rapport au vertical du polariseur linéaire est donné par :

$$\theta = \frac{I}{4J(\beta)} \frac{I_{2\omega_{PEM}}}{I_0} \quad (\text{VI.9})$$

Comme θ peut être mesuré de façon indépendante, on peut vérifier l'exactitude du système polarimétrie en comparant la valeur mesurée de θ avec la valeur obtenue du système polarimétrie.

IV.3 Réalisation du montage

La réalisation a été fait au sein de notre laboratoire LPG à Guelma. Comme elle est illustrée sur les schéma figurative 4.6 qui explique l'opération de mesure, on a utilisée pour source de lumière le Laser He-Ne (632.8nm) qui se polarise linéairement après son passage à travers le polariseur P. Le faisceau de lumière sera réfléchi ensuite par l'échantillon montré dans la figure 4.7 qui subi un champ magnétique généré par un électro-aimant (PHYWE .2.66 Ω . max 4A³) sous forme d'une seule bobine.

Un modulateur photoélastique PEM-90(HIND, model I/FS50) est placé entre l'échantillon et le polariseur dont sa fréquence est référence pour l'amplificateur Lock-in (SCITEC, model 420 duel phase) l'intensité est détecté par un photomultiplicateur PMT (HAMAMATSU .model C659), ce dernier est connecté à un préamplificateur qui permet au multimètre et au lock-in de convertir l'intensité en voltage.

A l'aide du signal référence, le lock-in peut donner les paramètres de l'effet de Kerr

L'oscilloscope a le rôle de visualiser les signaux détectés

IV.4 Procédure de mesure

Il est bien connu que quand la lumière polarisée linéairement est reflétée de n'importe quelle surface il devienne elliptiquement polarisée. Cependant on élimine cet effet quand la lumière incidente est purement s ou p polarisé. Dans ces cas la lumière maintient son état de polarisation sur la réflexion.

Pour réaliser l'un ou l'autre de ces géométries avec notre installation pour une mesure particulière le premier polariseur a été nominalelement placé à la polarisation désirée et alors les deux polariseurs ont été ajustés itérativement pour produire l'intensité minimale de la lumière réfléchie au détecteur. Le rapport de l'intensité de la lumière en cet état d'extinction à l'intensité avec le polariseur d'analyse parallèle au premier polariseur s'est typiquement étendu de $5 \cdot 10^{-5}$ à $5 \cdot 10^{-4}$. Ceci compare favorablement au rapport d'extinction pour ces polariseurs qui indique que dans l'exactitude de la mesure la lumière incidente sur l'échantillon est purement s ou p polarisé.

Suivant Qui et Bader afin de quantifier les signaux mesurés de Kerr l'analyseur polariseur a été tourné d'un angle fixe de la position d'extinction pour chaque mesure. Dans cette situation

La rotation de Kerr θ est liée à l'intensité de la lumière mesurée de la tension d'amplificateur lock-in

$$\theta = \frac{\delta}{2} \frac{I - I_0}{I_0} \quad (\text{IV.9})$$

Où I_0 l'intensité moyenne de la boucle d'hystérésis (intensité mesuré pour $\theta = 0$) δ est assumé pour être petit. Ce procédé a l'avantage supplémentaire d'augmenter le rapport signal/bruit dans la mesure.

Pour une rotation donnée de Kerr, l'intensité mesurée change en respectant la I_0 moyenne:

$$I - I_0 = 2|E|^2 \delta \theta$$

Dans cette équation, $|E|^2$ représente l'intensité de la lumière réfléchie dans l'état de polarisation originale.

I_0 est également la fraction de cette lumière transmise par le polariseur d'analyse, tourné à partir de l'extinction par un angle δ , ou $I_0 = |E|^2 \delta^2$ Ainsi, pour une source de bruit constante, le rapport signal/bruit augmente avec δ .

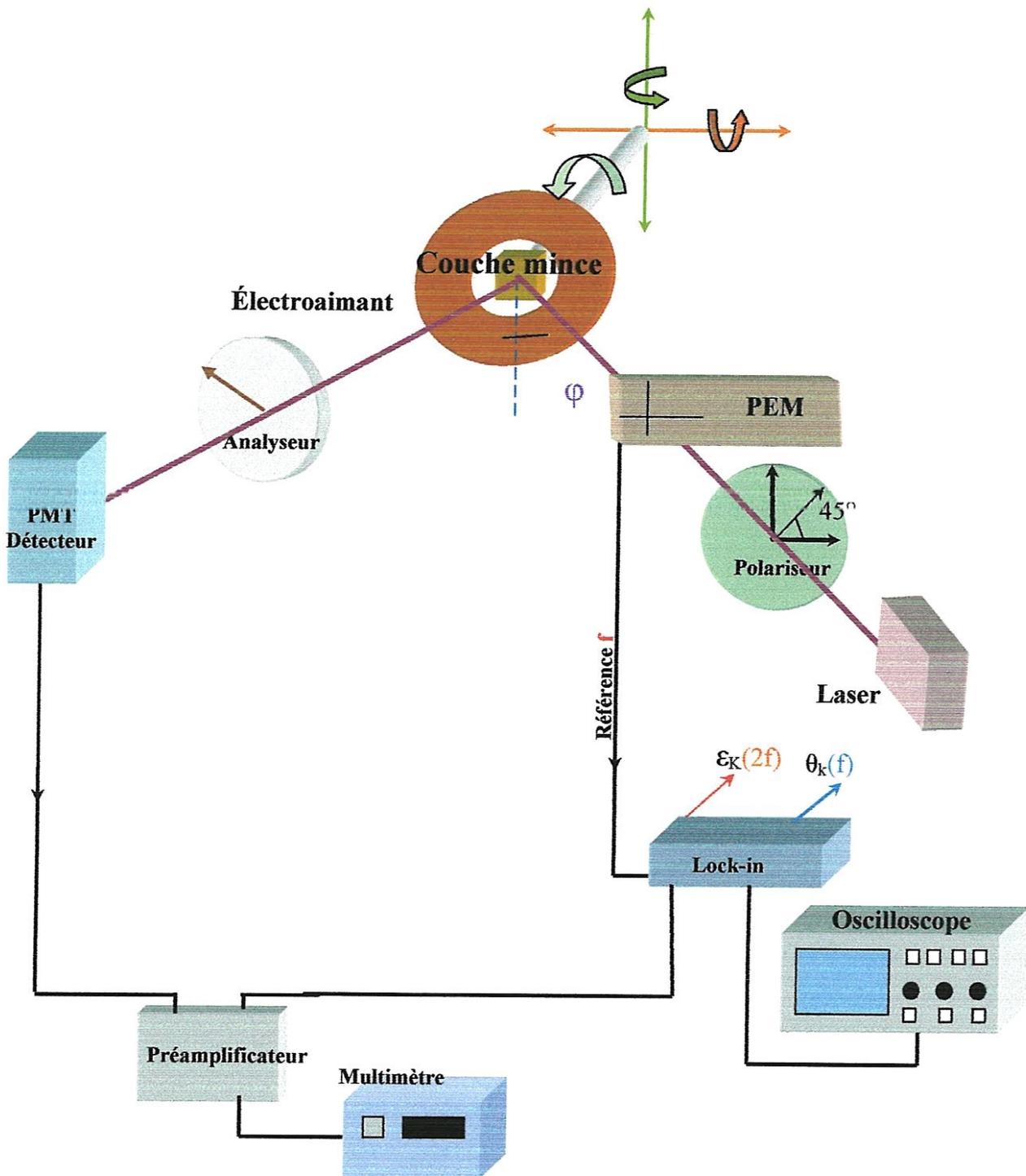


Figure.4.6 La représentation du set up SMOKE utilisant le PEM

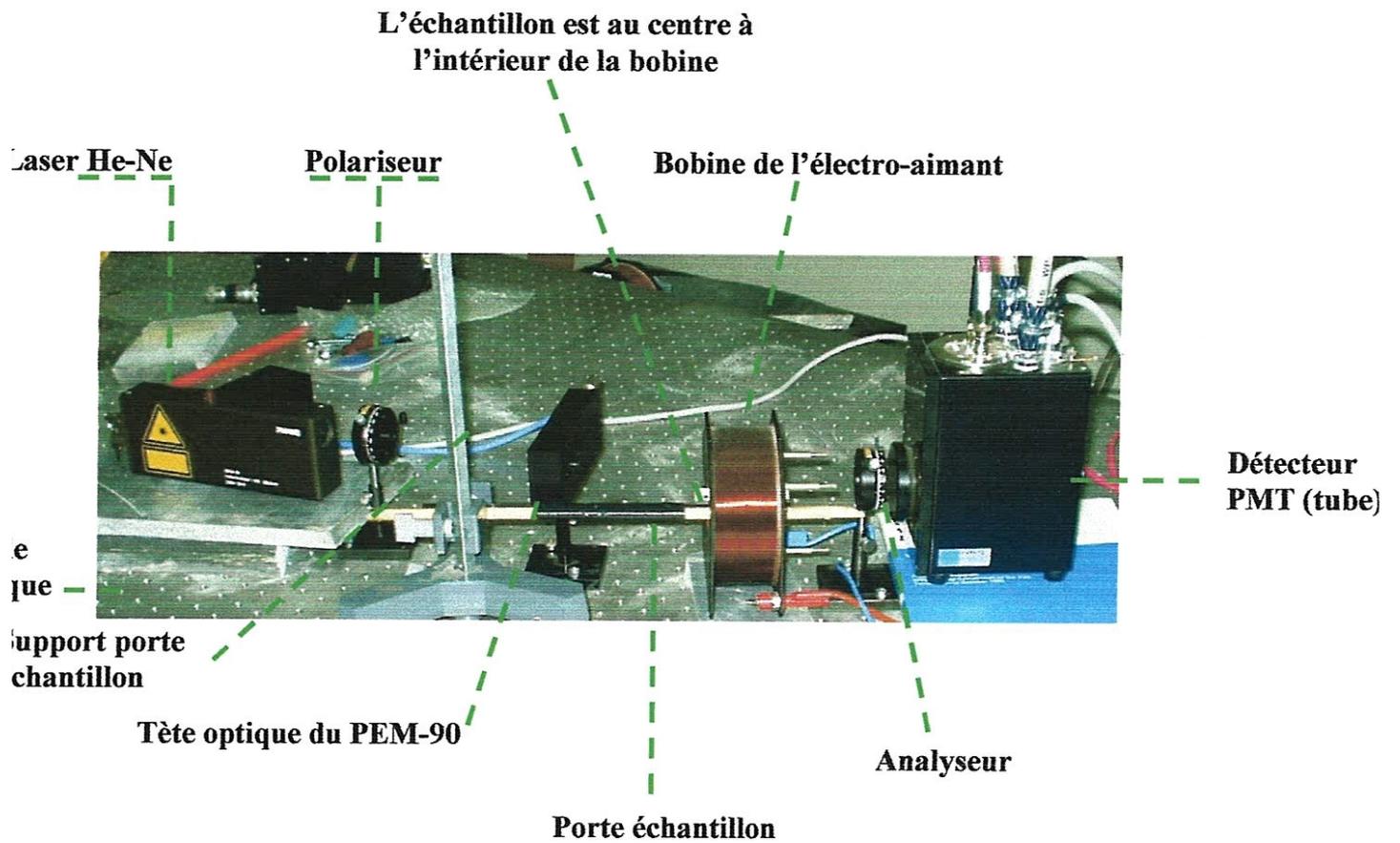
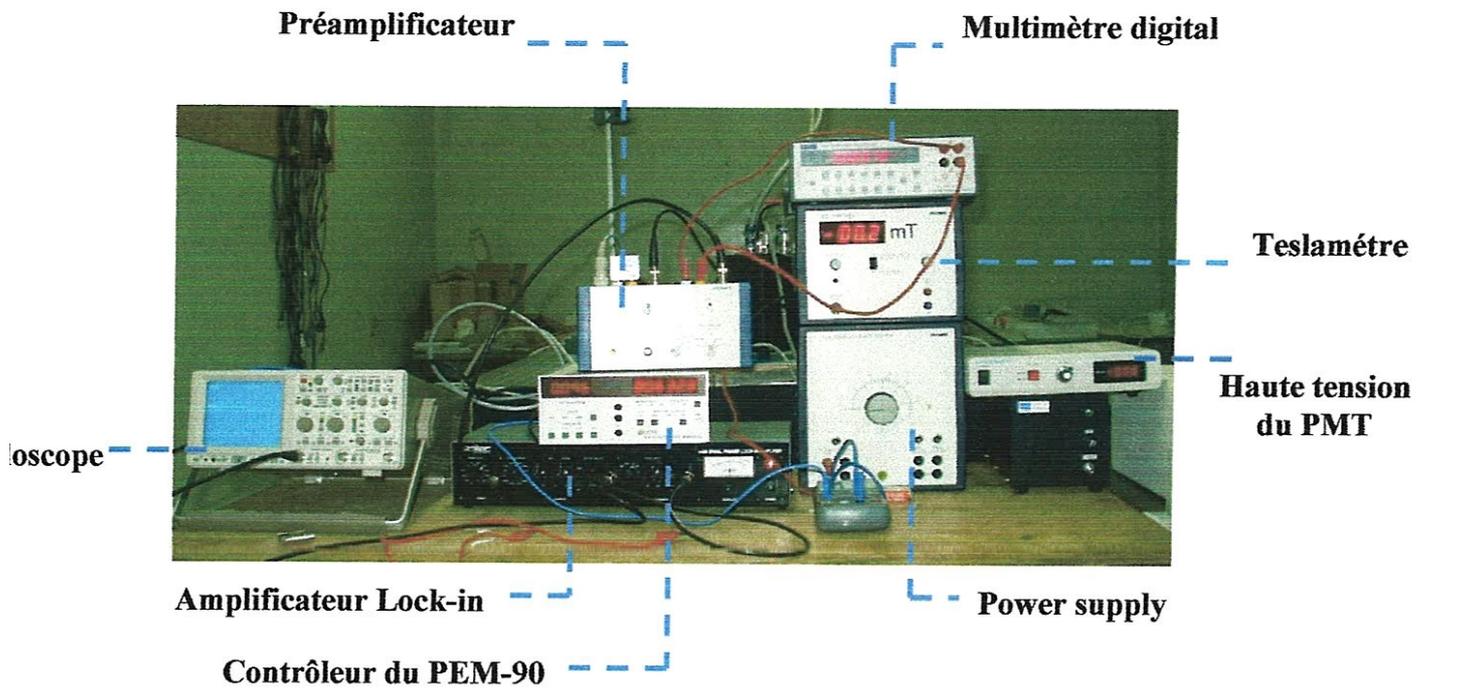


Figure 4.7 La réalisation optique et électronique du SMOKE

IV.5 Test du SMOKE pour la couche Co

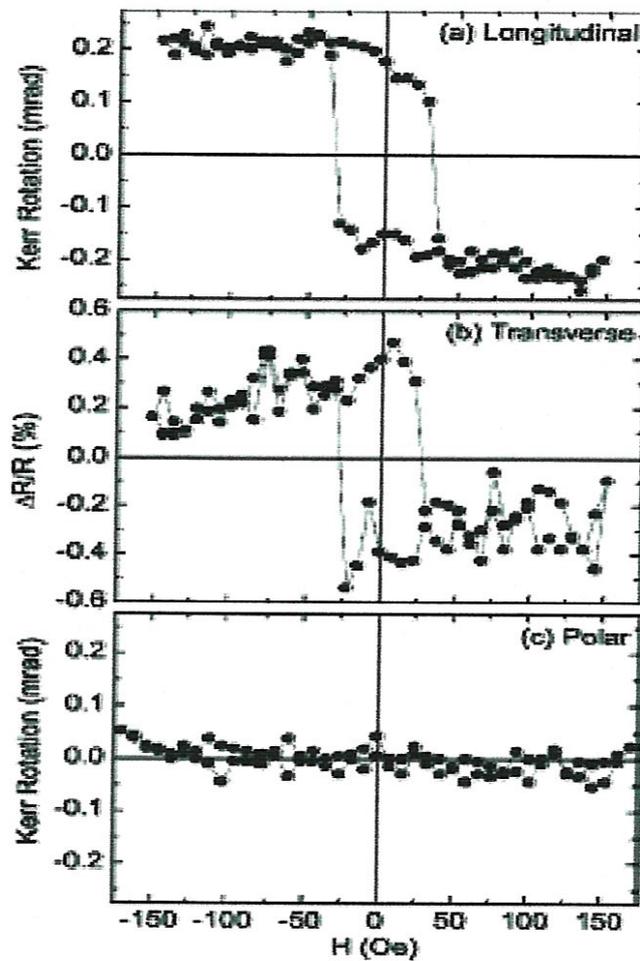


Figure .4.8 L'incidence près normale du SMOKE des boucles d'hystérésis pour un échantillon de Co la vapeur déposée sur un quartz substrat dans les géométries [3]

Les graphes représentent les résultats d'un test du SMOKE élaboré par Jennifer R. Hampton, José -Luis Martinez-Albertos

Les premières épreuves ont été exécutées sur la vapeur déposée Co les films sur le quartz substrats.

Les films étaient épais environ 100 Å comme déterminé d'un moniteur d'épaisseur de cristal de quartz. Les trois différentes géométries ont été enquêtés—longitudinal, polaire et transversal avec le laser à incidence normale près. Les résultats sont présentés dans la figure.

Les boucles Hystérésis ont été obtenues dans tous les cas sauf dans la géométrie polaire, on indiquant que la magnétisation dans ces échantillons ne se produit pas la verticale à la couche de surface. La haute sensibilité de notre système comme construit est évidente par

l'observation des boucles d'hystérésis mesurables dans le cas longitudinal, qui est un plus petit effet.

Conclusion et perspective

- Nous avons réalisé un magnétomètre pour étudier les propriétés magnétiques des surfaces. La technique est basée sur l'effet Kerr connue sous l'acronyme SMOKE (Surface-Magneto-Optical-Kerr-Effect)
 - Nous avons utilisé un laser He-Ne comme source de lumière, un polariseur et un modulateur photo-élastique dont la fréquence est référence pour un amplificateur synchrone dual branché à la sortie du détecteur. Les paramètres caractéristiques sont déterminés par les deux modes f et $2f$ de détection. Entre l'échantillon et le détecteur, l'analyseur a été placé. L'échantillon a été placé au centre d'un électro-aimant sous forme d'une bobine selon les deux configurations parallèle et perpendiculaire aux lignes de champs magnétiques
 - Nous avons commencé d'abord par l'étalonnage de l'électro-aimant ; l'alignement du PEM et les polariseurs est fait en utilisant le laser et le détecteur photomultiplicateur pour minimiser les erreurs causées par le signal bruit
 - On conclut, que l'alignement du dispositif expérimental réalisé est opérationnel avec des erreurs négligeables ; et comme perspective, nous allons faire entrer l'interfaçage des instruments dans l'ordinateur et utiliser le goniomètre pour une parfaite orientation de l'échantillon
-

Bibliographies

- [1]. Jaroslav .H, Thèse, Magneto-optical determination of the in-depth magnetization profile in magnetic multilayer (University Paris XI,2003)
- [2]. J. W. Toigo, Sci. Am. (Int. Ed) .282, 58 (2000)
- [3]. Jennifer R. H, J.L Albertos,R ,Scien.Instrum . 73,3018 (2002)
- [4]. J. Kerr, Phil. Mag 3, 321 (1877).
- [5]. J. Kerr, Phil. Mag 5, 161 (1878).
- [6]. Z. Qiu et S. D. Bader, Rev. Sci. Instrum. 71, 1243 (2000).
- [7]. www.qub.ac.uk/mp-old/con/magnetics_group/magnetoptics.html
- [8]. <http://www.uksaf.org/tech/moke.html>
- [9]. <http://ghost.fisica.unipg.it/f2/equipment/smoke.html>
- [10]. J. Mouette, Physique des Surfaces et des Interfaces, cour d'E Charlais (2002)
- [11]. <http://www.chem.qmul.ac.uk/surfaces/scc>
- [12]. Milton Ohring . The Materials Science of Thin Films (Academic Pres, 1992)
- [13]. John A. Venables , Introduction to Surface and Thin Film Processes (Cambridge University Press ,2000)
- [14]. <http://fr.wikipedia.org/wiki>
- [15]. http://perso.orange.fr/michel.hubin/physique/couche/chap_cm1.htm#intro
- [16]. M. Faraday, Trans. R. Soc. 5, 592 (1846).
- [17]. D. E. Sorea Stanescu, these Magnetization dynamics in magnetic nanostructures,(univ Joseph Fourier Grenoble, 2003)
- [18]. Z. Qiu et S. D. Bader, Rev. Sci. Instrum. 71, 1243 (2000).
- [19]. Z.Q. Qiu, S.D. Bader , J. Magn. Magn. Mater. 200 (1999) 664-678
- [20]. S. D. Bader, J. Magn. Magn. Mater. 100, 440 (1991).
- [21]. Nicolas Weiss, Thèse, Propriétés magnétiques de nanostructures de cobalt adsorbées (EPFL Lausanne, 2004)
- [22]. V.Antonov ,B.Harmon Electronic structure and MO properties of solids.(Kluwer, 2004)
- [23]. L. Onsager, Phys. Rev 37, 405 (1931).
- [24]. L. Onsager, Phys. Rev 38, 2265 (1931).
- [25]. S. Sugano et N. Kojima, Magneto-Optics (Springer, 1970).

- [26]. M. Born et E. Wolf, Principle of Optics (Pergamon Press, 1970), 4th ed.
- [27]. O. Stenzel ,The Physics of Thin Film Optical Spectra (Springer.2005)
- [28]. J. W. Lee et al., Rev. Sci. Instrum. 71, 3801 (2000).
- [29]. Z. J. Yang et M. R. Scheinfein, J. Appl. Phys. 74, 6810 (1993).
- [30]. John Cerne, Magneto-Polarimetry Advanced Lab, University at Buffalo, SUNY
Buffalo, NY 14260
- [31]. K.Balasubramanian,optical engeneering,31,2674-2686(1992).
- [32]. T.W. McDaniel. Handbook of magneto-optical data recording (Noyes Publications
,1997)
- [33]. H. G. Tompkins et E A.Irene, Handbook of ellipsometry (Springer.2005)
- [34]. J. H. Scofield, A Frequency-Domain Description of a Lock-in Amplifier , AJP 62 (2)
129-133 (Feb. 1994)
- [35]. Application Note N° 4, Photomultiplier Handbook (publication PMT-62), RCA Corp.,
1980.
- [36]. Technical Note I51A, The Use of a Lock-In Amplifier for the Detection and
Measurement of Light Signals
- [37]. E.L.Dereniak, D.G.Crowe, Optical Radiation Detectors (John Wiley and sons,1984)
- [38]. User manual , PEM-90 photoelastic modulator systems, Hinds instruments
- [39]. PEM-90 Photoelastic Modulator Systems for state-of-the-art polarization Modulation,
Hinds instruments, Inc.
- [40]. <http://www.physics.buffalo.edu/cerne/education/polarization.html>.