INFORMATION TO USERS

This manuscript has been reproduced from the microfilm master. UMI films the text directly from the original or copy submitted. Thus, some thesis and dissertation copies are in typewriter face, while others may be from any type of computer printer.

The quality of this reproduction is dependent upon the quality of the copy submitted. Broken or indistinct print, colored or poor quality illustrations and photographs, print bleedthrough, substandard margins, and improper alignment can adversely affect reproduction.

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

Oversize materials (e.g., maps, drawings, charts) are reproduced by sectioning the original, beginning at the upper left-hand corner and continuing from left to right in equal sections with small overlaps.

Photographs included in the original manuscript have been reproduced xerographically in this copy. Higher quality 6" x 9" black and white photographic prints are available for any photographs or illustrations appearing in this copy for an additional charge. Contact UMI directly to order.

Bell & Howell Information and Learning
300 North Zeeb Road, Ann Arbor, MI 48106-1346 USA
800-521-0600

UMI®

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

CAPTEUR OPTIQUE DE COURANT POUR LES RÉSEAUX À TRÈS HAUTE TENSION

ALAIN C. HOULE
DÉPARTEMENT DE GÉNIE ÉLECTRIQUE ET DE GÉNIE INFORMATIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

THÈSE PRÉSENTÉE EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE PHILOSOPHIAE DOCTOR (Ph.D.)
(GÉNIE ÉLECTRIQUE)
SEPTEMBRE 1998

© Alain C. Houle, 1998.

National Library of Canada
Bibliothèque nationale du Canada

Acquisitions and Bibliographic Services
Acquisitions et services bibliographiques

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

Our file Notre référence

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-46633-7

Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Cette thèse intitulée:

CAPTEUR OPTIQUE DE COURANT
POUR LES RÉSEAUX À TRÈS HAUTE TENSION

présentée par: HOULE Alain C.

en vue de l'obtention du diplôme de: Philosophiae Doctor

a été dûment acceptée par le jury d'examen constitué de:

M. BOIS Guy, Ph.D., président

M. DO Xuan-Dai, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. MARCEAU Richard J., Ph.D., membre et codirecteur de recherche

M. LAGACÉ Pierre-Jean, Ph.D., membre

M. BA Amadou Oury, Ph.D., membre

À mes parents, Ghislaine et Raymond, qui m'ont donné tout ce dont j'avais besoin;

à mon épouse, Katie, avec qui je partage tout;

à mon fils, Félix, à qui je donnerai tout ce dont il aura besoin.

REMERCIEMENTS

L'auteur tient à remercier M. Pierre Thibault, ing., pour ses grandes qualités humaines et son appui constant. Il remercie les deux présidents-directeurs généraux du Centre d'Innovation sur le Transport d'Énergie du Québec (CITEQ) sous lesquels les travaux ont été effectués, M. Jean-Guy Pineault, ing., M.Sc.A., et M. André Dupont, ing., M.Sc.A., pour leur confiance malgré le peu d'expérience de l'auteur en R&D.

L'auteur désire également remercier le professeur Xuan-Dai Do, ing., Ph.D., pour sa bienveillance et pour avoir accepté de le diriger dans ce travail. Il remercie le professeur Richard J. Marceau, ing., Ph.D., pour la grande générosité dont il a fait preuve en s'impliquant pour faire reconnaître la valeur de l'ouvrage présenté. Également, des remerciements sont adressés à la Fondation de Polytechnique pour l'obtention d'une bourse d'Excellence.

RÉSUMÉ

Les transformateurs de courant magnétiques utilisés pour la mesure du courant dans les réseaux de transport d'énergie électrique comportent plusieurs inconvénients: saturation, risque de déflagration, masse, dimensions et coûts élevés. Le présent travail concerne le développement d'un capteur optique de courant pour l'application au niveau des réseaux de transport d'énergie électrique. On envisage que ces appareils remplaceront les transformateurs de courant conventionnels.

Le phénomène physique exploité pour réaliser une mesure optique du courant est l'effet Faraday. Cet effet est une biréfringence circulaire induite par un champ magnétique. Une lumière effectuant un parcours fermé dans un milieu donné autour d'un conducteur subit un déphasage entre ses composantes circulaires droite et gauche. Tenant compte de la loi d'Ampère, ce déphasage est proportionnel au courant électrique traversant le parcours fermé.

Deux approches sont généralement utilisées pour la mesure optique du courant. Les techniques polarimétriques effectuent une analyse de la rotation du plan de polarisation d'une lumière polarisée linéairement. Les techniques interférométriques, quant à elles, tirent profit de l'interférence entre deux faisceaux de lumière circulant autour du courant à mesurer.

Dans le présent ouvrage, une topologie appelée capteur interférométrique à boucle dépolarisée est choisie pour sa robustesse aux vibrations. En utilisant le formalisme de Jones, le formalisme des matrices de cohérence et des considérations probabilistes, la fonction de transfert générale du capteur interférométrique à boucle dépolarisée est calculée. En raison de sa robustesse mécanique et sa sensibilité à l'effet Faraday, une fibre optique de type "Spun Hi-Bi" est choisie pour constituer la bobine de mesure du capteur. Cette fibre est modélisée, selon une méthode originale, par une infinité de lames rotatrices et de lames à modes linéaires. Le modèle de la fibre de type "Spun Hi-Bi" est ensuite employé conjointement avec la fonction de transfert générale du capteur interférométrique à boucle dépolarisée pour obtenir sa fonction de transfert dans le cas particulier de la mesure du courant électrique. Cette fonction de transfert est vérifiée expérimentalement.

Le capteur interférométrique à boucle dépolarisée ne permet pas de discerner la polarité du courant mesuré et sa sensibilité est fonction de ce courant. Trois stratégies sont suggérées et l'utilisation d'une bobine de modulation est retenue. Plusieurs avantages sont liés à cette topologie: insensibilité au niveau de puissance optique injectée dans le capteur, désensibilisation du capteur par rapport aux variations de longueur d'onde de la source optique et par rapport aux variations de température, capacité de mesurer un courant continu. L'essai de cette stratégie à l'aide d'un premier prototype de laboratoire permet de faire ressortir un problème de couplage de modes dû aux perturbations mécaniques entre la bobine de mesure et la bobine de modulation.

Pour régler le problème de couplage de modes entre les deux bobines, l'emploi d'une fibre à polarisation elliptique unique est proposé. À notre connaissance, cette fibre n'a jamais été fabriquée. Un développement mathématique permet de croire qu'elle pourrait être fabriquée à partir d'une préforme de fibre linéairement polarisante. Des équations de conception de cette fibre, en vue de son application à la mesure du courant électrique, sont énoncées. À défaut de disponibilité de la fibre à polarisation elliptique unique, il est proposé d'employer une fibre linéairement polarisante. À l'aide d'un second prototype de laboratoire, il est démontré que, au prix d'une réduction du rapport signal à bruit et d'une dérive lente du point d'opération du capteur, l'emploi de cette fibre règle le problème de couplage de modes entre les deux bobines. Le second prototype a aussi permis de réfléchir sur l'interaction qui existe entre les pseudo-dépolariseurs, la cohérence de la lumière et la biréfringence de la fibre optique de type "Spun Hi-Bi".

Une maquette de capteur optique de courant est construite et soumise à des essais reproduisant des conditions de température et de courant similaires à celles que l'on retrouve en réseau. Employant une fibre linéairement polarisante pour régler le problème de couplage de modes, la maquette démontre une variation de sensibilité de 1% sur une plage de température de -30°C à +30°C sans compensation active de température. Un essai de mesure de précision à fort courant atteignant une crête de 142 kA démontre une erreur à la crête inférieure à 1%. Toutefois, la mesure de courants de l'ordre de 100 A n'est pas possible avec cette maquette en raison du faible rapport signal à bruit obtenu.

Un prototype pré-commercial est conçu. Pour remédier au problème de faible rapport signal à bruit, la fibre linéairement polarisante est remplacée par une fibre optique de type "Spun Hi-Bi". Toutefois, pour corriger le problème de couplage de modes qui reprend alors toute son importance, un algorithme de traitement de signal en temps réel est développé. Celui-ci tire profit du fait que l'amplitude des harmoniques paires du signal optique issu du capteur interférométrique à boucle dépolarisée muni d'une bobine de modulation est indépendante du couplage de modes entre les deux bobines. Cette découverte, vérifiée expérimentalement, constitue la contribution principale de l'ouvrage à l'avancement de la connaissance. Le prototype démontre une limite de mesure basse de l'ordre de 1 A. Sur une plage de température allant de -35°C à +50°C, la mesure d'un courant de 200 A efficaces (correspondant à 5% du courant nominal du prototype) démontre une erreur de mesure inférieure à 0,5%. On peut donc croire que le prototype soit adéquat pour des applications de mesurage/facturation. Un essai avec une crête de courant de 111 kA démontre aussi la possibilité d'appliquer ce même appareil à des applications de protection. Par rapport à la technologie magnétique conventionnelle, l'emploi d'un même appareil tant pour le mesurage/facturation que pour la protection constitue un avantage inédit.

Finalement, les essais devant être réalisés pour l'homologation de la technologie optique de mesure du courant sont discutés. Une réflexion sur l'utilisation du capteur optique de courant dans les réseaux de transport d'énergie fait ressortir des considérations au niveau des avantages et des nouvelles possibilités qu'il offre.

ABSTRACT

Magnetic current transformers used for current measurement in power systems have many drawbacks: saturation, risk of explosion, high weight, dimensions and cost. This work is about the development of an optical current sensor for power systems. It is believed that these sensors will replace the conventional current transformers.

The physical phenomenon exploited for optical current measurement is the Faraday effect. That phenomenon is a circular birefringence induced by a magnetic field. A light beam in a given medium, propagating along a closed path around a conductor, exhibits a phase shift between its right and left circular components. Taking Ampère's law into account, that phase shift is proportional to the electric current flowing through the closed path.

Two ways are usually taken for optical current measurement. Polarimetric techniques use an analysis of the rotation of the polarization plane of a linearly polarized light beam. Interferometric techniques rely on the interference between two light beams propagating around the current to be measured.

In the present work, a topology called depolarized loop interferometric sensor is chosen for its inherent robustness to vibrations. Using Jones calculus, the coherence matrix formalism and probabilistic considerations, the general transfer fonction of the depolarized loop

interferometric sensor is calculated. A Spun Hi-Bi optical fiber is used to realize the measuring coil of the sensor because of its robustness to vibrations and its sensitivity to Faraday effect. This fiber is modeled, according to an original method, by an infinity of rotatory waveplates and waveplates with linear modes. The model of the Spun Hi-Bi fiber is then used with the general transfer function of the depolarized loop interferometric sensor to obtain its transfer function in the particular case of electrical current measurement. This transfer function is experimentally verified.

The depolarized loop interferometric sensor cannot give the polarity of the measured current and has a sensitivity that depends on that same current. Three strategies are suggested and the use of a modulation coil is chosen. Many advantages are linked to this topology: insensitivity to the level of optical power injected in the sensor, desensitization of the sensor regarding the wavelength of the optical source and temperature variations, capacity to measure DC current. Testing of that strategy with a first lab prototype reveals a mode coupling problem caused by mechanical perturbations located between the measuring coil and the modulation coil.

To fix this mode coupling problem between the two coils, it is proposed to use a single elliptical polarization fiber. To our knowledge, that fiber has never been manufactured. A mathematical development allows to believe that one can fabricate such a fiber using a linearly polarizing preform. Moreover, design equations of that fiber are elaborated in view

of its application to electrical current measurement. Because of the unavailability of the single elliptical polarization fiber, it is proposed to use a linearly polarizing fiber. With a second prototype, it is showed that this fiber is a solution to the mode coupling problem between the two coils. However, the signal to noise ratio is reduced and the operating point of the sensor drifts slowly in time. That second prototype allowed a reflection on the interaction between the pseudo-depolarizers, light coherence and birefringence of the Spun Hi-Bi fiber.

A mock-up of the optical current sensor is built and tested in temperature and current conditions close to what is experienced in high voltage power systems. Using a linearly polarizing fiber to solve the mode coupling problem, the mock-up shows a 1% sensitivity variation on a -30°C to +30°C temperature range without any active temperature compensation mechanism. An accuracy test with a peak current of 142 kA demonstrates an error to the peak less than 1%. However, currents in the order of 100 A could not be measured with this mock-up because of its poor signal to noise ratio.

A pre-commercial prototype is designed. To cope with the poor signal to noise ratio problem, the linearly polarizing fiber is replaced with a Spun Hi-Bi fiber. However, to overcome the mode coupling problem now back, a real-time signal processing scheme is developed. That scheme is based on the fact that the amplitude of even harmonics of the output signal from the depolarized loop interferometric sensor with a modulation coil is

independant of the mode coupling between the two coils. This experimentally verified discovery is the main contribution to knowledge. The prototype has the possibility to measure currents as low as 1 A. On a -35°C to +50°C temperature range, the measurement error is less than 0,5% while measuring a 200 A rms current (5% of the nominal current of the prototype). The prototype might then be satisfactory for energy metering applications. A 111 kA peak short circuit current test demonstrates the possibility to apply the same device to protective relaying applications. In comparison to conventional magnetic technology, the possibility to apply a same device for energy metering and protective relaying is a major advantage.

Finally, tests to be conducted on optical current sensors for their approbation are discussed. A reflection on the application of optical current sensors in high voltage power systems reveals interesting aspects on advantages and new possibilities.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE iv

REMERCIEMENTS v

RÉSUMÉ vi

ABSTRACT x

TABLE DES MATIÈRES xiv

LISTE DES ANNEXES xx

LISTE DES FIGURES xxiii

LISTE DES SYMBOLES xxvi

LISTE DES PHOTOGRAPHIES xxxi

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I THÉORIE ET PRÉMISSES DE TRAVAIL 5

1.1 Mesure du courant par transformateur magnétique 5

1.2 Équations de base de l'effet Faraday 7

1.3 Utilisation de l'effet Faraday pour la mesure du courant 9

1.4 Techniques principales de mesure optique du courant 10

1.5 Revue bibliographique 12

1.6 Expérience de Van Neste, Belleville et Caron 13

CHAPITRE II ÉTUDE DU CAPTEUR INTERFÉROMÉTRIQUE À BOUCLE DÉPOLARISÉE 16

2.1 Fonction de transfert générale 17

2.2 Cas particulier de la mesure du courant électrique 19

2.2.1 Modélisation de la fibre de type "Spun Hi-Bi" 19

2.2.2 Fonction de transfert relative à la mesure du courant .. 22

2.2.3 Évidence expérimentale 23

2.3 Sensibilité aux perturbations du milieu 32

2.3.1 Vibrations mécaniques 33

2.3.2 Variations de température 37

2.3.3 Variations de la longueur d'onde de la lumière utilisée . 39

2.3.4 Effet Sagnac 40

CHAPITRE III CONCEPTION ET ESSAI DU PREMIER PROTOTYPE DE LABORATOIRE 42

3.1 Stratégies d'application du capteur à la mesure du courant 43

3.1.1 Utilisation d'un coupleur 3×3 43

3.1.2 Utilisation d'une bobine de polarisation continue 47

3.1.3 Utilisation d'une bobine de modulation 51

3.2 Conception du premier prototype de laboratoire 57

3.2.1 Partie matérielle 57

3.2.2 Partie logicielle 61

3.3 Essai du premier prototype de laboratoire 67

3.3.1 Bobine de modulation juxtaposée 68

3.3.2 Bobine de modulation éloignée 70

3.4 Explication du comportement: couplage de modes 71

CHAPITRE IV CONCEPTION ET ESSAI DU SECOND PROTOTYPE DE LABORATOIRE 75

4.1 Dispositions susceptibles de régler le problème de couplage de modes entre les deux bobines 75

4.1.1 Utilisation d'une fibre de type "Spun Hi-Bi" 76

4.1.2 Utilisation d'une fibre à polarisation elliptique unique . 78

4.1.3 Utilisation d'une fibre linéairement polarisante 88

4.2 Conception du second prototype de laboratoire 95

4.3 Essai du second prototype 97

4.3.1 Premier essai 98

4.3.2 Équations de conception des pseudo-dépolariseurs . . 101

4.3.3 Deuxième essai 107

4.3.4 Troisième essai 110

CHAPITRE V CONCEPTION ET ESSAI D'UNE MAQUETTE 114

5.1 Conception de la maquette 115

5.2 Algorithme de traitement de signal 120

5.3 Essai de précision en température 123

5.3.1 Description du montage d'essai 123

5.3.2 Procédure d'essai 124

5.3.3 Analyse des résultats 126

5.3.4 Discussion 128

5.4 Essai de précision à fort courant 132

5.4.1 Procédure d'essai 135

5.4.2 Analyse des résultats 136

5.4.3 Discussion 136

CHAPITRE VI PROTOTYPE PRÉ-COMMERCIAL 142

6.1 Choix de la topologie 143

6.2 Limites de conception 146

6.2.1 Limites imposées par les applications en protection .. 146

6.2.2 Limites imposées par les applications en mesurage/facturation 147

6.2.3 Limite imposée par l'atténuation de la fibre 148

6.3 Conception et essai du prototype pré-commercial 149

6.3.1 Présence de couplage de modes 151

6.3.2 Limite basse de mesure 152

6.3.3 Essai en température 153

6.3.4 Essai à fort courant 155

CHAPITRE VII APPLICATION AUX RÉSEAUX DE TRANSPORT D'ÉNERGIE ÉLECTRIQUE 159

7.1 Élaboration d'un cahier d'essais typique 159

7.1.1 Tenue au courant de court-circuit 160

7.1.2 Essais d'échauffement 161

7.1.3 Essais diélectriques 161

7.1.4 Détermination des erreurs 162

7.1.5 Essais de mesure de la précision en fonction de la température 163

7.1.6 Essais de robustesse à l'impact 164

7.1.7 Essais de comportement en présence de vibrations mécaniques 165

7.1.8 Essais de compatibilité électromagnétique et environnementale 166

7.1.9 Essais de logiciels 167

7.1.10 Démonstration en réseau 167

7.2 Réflexion concernant l'utilisation des capteurs optiques de courant dans les réseaux de transport d'énergie électrique 169

7.2.1 Avantages par rapport à technologie magnétique 169

7.2.2 Nouvelles possibilités 175

7.2.3 Nouvelles exigences pour la communication de l'information 181

7.2.4 Incidence de la technologie optique de mesure du courant 186

CONCLUSION **189**

BIBLIOGRAPHIE **194**

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE I	INTERPRÉTATION PHYSIQUE DE L'EFFET FARADAY	253
ANNEXE II	FONCTION DE TRANSFERT GÉNÉRALE DU CAPTEUR INTERFÉROMÉTRIQUE À BOUCLE DÉPOLARISÉE	271
ANNEXE III	PROPRIÉTÉ INTÉRESSANTE DE LA FONCTION DE TRANSFERT GÉNÉRALE DU CAPTEUR INTERFÉROMÉTRIQUE À BOUCLE DÉPOLARISÉE	281
ANNEXE IV	EXEMPLE D'APPLICATION DE LA FONCTION DE TRANSFERT GÉNÉRALE DU CAPTEUR INTERFÉROMÉTRIQUE À BOUCLE DÉPOLARISÉE	286
ANNEXE V	MODÈLE MATHÉMATIQUE DE LA FIBRE OPTIQUE DE TYPE "SPUN HI-BI"	288
ANNEXE VI	FONCTION DE TRANSFERT DU CAPTEUR INTERFÉROMÉTRIQUE À BOUCLE DÉPOLARISÉE APPLIQUÉ AU CAS PARTICULIER DE LA MESURE DU COURANT ÉLECTRIQUE	293
ANNEXE VII	DÉVELOPPEMENT MATHÉMATIQUE RELATIF À L'EFFET DE L'INCLUSION D'UN PSEUDO-DÉPOLARISEUR DANS UN INTERFÉROMÈTRE EN ANNEAU	299
ANNEXE VIII	IMPORTANCE DE LA POSITION DU PSEUDO-DÉPOLARISEUR	302
ANNEXE IX	EXPLICATION DU COMPORTEMENT OBSERVÉ AVEC COUPLEUR 3×3 COMME SITE D'INTERFÉRENCE	305
ANNEXE X	EFFET DU COUPLAGE DE MODES	309

ANNEXE XI	FONCTION DE TRANSFERT DU CAPTEUR INTERFÉROMÉTRIQUE À BOUCLE DÉPOLARISÉE COMPORTANT UNE FIBRE À POLARISATION ELLIPTIQUE UNIQUE	313
ANNEXE XII	COMPTE RENDU DU DÉROULEMENT DE L'ESSAI DE PRÉCISION EN TEMPÉRATURE	317
ANNEXE XIII	SENSIBILITÉ EN FONCTION DE LA TEMPÉRATURE POUR UN MÊME COURANT MESURÉ	320
ANNEXE XIV	CAS PARTICULIER DES ESSAIS HORS TOLÉRANCE	326
ANNEXE XV	SENSIBILITÉ EN FONCTION DU COURANT MESURÉ POUR UNE MÊME TEMPÉRATURE	339
ANNEXE XVI	AMPLITUDE DU SIGNAL OPTIQUE EN FONCTION DE LA TEMPÉRATURE	343
ANNEXE XVII	SENSIBILITÉ DE LA BOBINE DE MODULATION EN FONCTION DE LA TEMPÉRATURE	346
ANNEXE XVIII	COMPTE RENDU DU DÉROULEMENT DE L'ESSAI DE PRÉCISION À FORT COURANT	348
ANNEXE XIX	SIGNAUX DU PREMIER ESSAI DE MESURE À FORT COURANT	350
ANNEXE XX	SIGNAUX DU DEUXIÈME ESSAI DE MESURE À FORT COURANT	353
ANNEXE XXI	SIGNAUX DU TROISIÈME ESSAI DE MESURE À FORT COURANT	356
ANNEXE XXII	SIGNAUX DU QUATRIÈME ESSAI DE MESURE À FORT COURANT (TARAGE À 50%)	359
ANNEXE XXIII	SIGNAUX DU CINQUIÈME ESSAI DE MESURE À FORT COURANT (TARAGE À 75%)	363

ANNEXE XXIV **SIGNAUX DU SIXIÈME ESSAI DE MESURE À FORT COURANT (TARAGE À 100%)** **367**

ANNEXE XXV **DESCRIPTION DE LA CONCEPTION DU PROTOTYPE PRÉ-COMMERCIAL** **371**

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 Illustration de l'effet Faraday 8

Figure 1.2 Techniques principales de mesure optique du courant 11

Figure 1.3 Capteur interférométrique à boucle dépolarisée tel qu'essayé par Van Neste, Belleville et Caron 15

Figure 2.1 Capteur interférométrique à boucle dépolarisée 17

Figure 2.2 Modèle de la fibre de type "Spun Hi-Bi" 20

Figure 2.3 Montage 24

Figure 2.4 Signaux enregistrés 26

Figure 2.5 Puissances normalisées expérimentale et théorique 27

Figure 2.6 Fonction de transfert expérimentale 29

Figure 3.1 Configurations expérimentées avec coupleur 3×3 45

Figure 3.2 Fonctions de transfert anticipées 46

Figure 3.3 Fonctions de transfert obtenues avec le montage de la figure 3.1 b) 47

Figure 3.4 Tandem d'interféromètres 48

Figure 3.5 Prototype de laboratoire 58

Figure 3.6 Circuit de contrôle et de traitement de signal 60

Figure 3.7 Traitement de signal effectué par le microprocesseur 62

Figure 3.8 Ordinogramme 65

Figure 4.1 Utilisation de la fibre à polarisation elliptique unique 86

Figure 4.2 Illustration de l'orientation relative des fibres de type "Spun Hi-Bi" avec la fibre linéairement polarisante 92

Figure 4.3 Modes de la fibre de type "Spun Hi-Bi" en fonction de divers facteurs R 94

Figure 4.4 Second prototype de laboratoire 96

Figure 4.5 Illustration de l'effet du pseudo-dépolariseur de Lyot à l'aide du concept de "paquet de cohérence" 102

Figure 4.6 Paquets de cohérence issus du pseudo-dépolariseur, représentés dans un même plan 103

Figure 4.7 Paquets de cohérence associés à la lumière subissant l'effet du pseudo-dépolariseur et d'un élément biréfringent .. 104

Figure 4.8 Paquets de cohérence avec zone de chevauchement éliminées 106

Figure 4.9 Spectre mesuré de la diode Sharp LT-023 utilisée 108

Figure 4.10 Cohérence temporelle $\gamma_c(\tau)$ calculée à partir du spectre mesuré de la diode Sharp LT-023 utilisée 109

Figure 4.11 Spectre mesuré de la diode Superlum SLD-361 utilisée 110

Figure 4.12 Cohérence temporelle $\gamma_c(\tau)$ calculée à partir du spectre mesuré de la diode Superlum SLD-361 utilisée 111

Figure 5.1 Allure physique de la maquette de capteur optique de courant 115

Figure 5.2 Schéma de la maquette de capteur optique de courant 116

Figure 5.3 Lieu $(x_2(t),y_1(t))$ pour trois valeurs de F_c 121

Figure 5.4 Montage d'essais pour essai de précision en température 124

Figure 5.5 Circuit pour essai de précision à fort courant 133

Figure 5.6 Courant d'essai mesuré par la maquette 139

Figure 6.1 Signaux enregistrés lors de l'essai à fort courant 157

Figure 7.1 Capteur optique de courant et transformateur de courant typique du niveau de tension 735 kV 173

Figure 7.2 Comparaison du coût versus la fonctionalité pour la technologie conventionnelle et la technologie numérique (572) 179

Figure 7.3 Avantage de l'auto-diagnostic en rapport avec la disponibilité (572) 180

Figure I.1 États de polarisation: a) linéaire, b) circulaire, c) elliptique .. 259

Figure I.2 a) Dédoublement des raies d'absorption (effet Zeeman), b) Dispersion, c) Biréfringence linéaire (effet Faraday) 269

Figure VIII.1 Interféromètre avec pseudo-dépolariseur hors de sa boucle .. 303

Figure XXV.1 Traitement de signal effectué par le processeur esclave 377

Figure XXV.2 Traitement de signal effectué par le processeur maître 379

LISTE DES SYMBOLES

ah:	Indice associé à la propagation de la lumière en sens anti-horaire
A:	Nombre complexe Matrice quelconque Amplitude de modulation
b:	Scalaire Fonction
B:	Nombre complexe
c:	Indice associé à la base circulaire Vitesse de la lumière dans le vide
C:	Nombre complexe
C:	Matrice de Jones modélisant le capteur interférométrique à boucle dépolarisée Matrice de Jones modélisant le couplage de modes
dL:	Vecteur infinitésimal associé au parcours de la lumière (m)
D:	Nombre complexe Diamètre de la bobine de fibre optique (m)
D:	Matrice de Jones modélisant une lame à modes linéaires
e:	Base du logarithme népérien (2,718281828...)
E:	Nombre complexe
E:	Vecteur représentant le champ électrique de la lumière
f:	Rotation Faraday par unité de longueur (rad/m) Fréquence (Hz)
F:	Nombre complexe

F_c:	Facteur de circularité
$\boldsymbol{F}$:	Matrice de Jones modélisant la fibre de type "Spun Hi-Bi"
$\boldsymbol{FPEU}$:	Matrice de Jones modélisant la fibre à polarisation elliptique unique
g:	Fonction
G:	Nombre complexe
h:	Indice associé à la propagation de la lumière en sens horaire
H:	Nombre complexe
$\boldsymbol{H}$:	Vecteur du champ magnétique (T)
$\boldsymbol{A}^H$:	Matrice hermitienne associée à la matrice $\boldsymbol{A}$ (matrice conjuguée transposée)
i:	Indice
I:	Intensité du courant (A)
$\boldsymbol{I}$:	Matrice identité
$\mathrm{Im}(x)$:	Partie imaginaire de x
j:	$\sqrt{-1}$ Indice
$\boldsymbol{J}$:	Matrice de cohérence d'une lumière
K:	Nombre complexe Constante dépendant de la constitution du capteur Intensité de couplage de modes
l:	Indice associé à la base linéaire
L:	Longueur du parcours de la lumière (m) Longueur de la fibre optique (m)
L_d:	Longueur de dépolarisation (m)

L_p:	Longueur de battement (m)
L_p':	Longueur de battement elliptique (m)
L_t:	Pas de torsion (m)
m:	Scalaire
$\boldsymbol{M}$:	Matrice de Jones modélisant une bobine de fibre optique
n:	Indice de réfraction Indice d'énumération
N:	Nombre de tours de fibre ou de conducteur de cuivre (dépend de l'indice associé) Nombre de lames modélisant la fibre de type "Spun Hi-Bi"
$\boldsymbol{N}(\phi)$:	Matrice de retardance de phase ϕ
p:	Fonction
P:	Puissance optique (W) Nombre complexe
$\boldsymbol{P}$:	Matrice de transformation de base Matrice de Jones modélisant une perturbation
$\boldsymbol{PG}$:	Matrice de Jones modélisant le pseudo-dépolariseur
$\boldsymbol{PZ}$:	Matrice de Jones modélisant la fibre linéairement polarisante
Q:	Nombre complexe
R:	Nombre complexe Facteur de ressemblance
$\boldsymbol{R}$:	Matrice de Jones unitaire et réciproque
$\mathrm{Re}(x)$:	Partie réelle de x

S:	Nombre complexe Facteur de sensibilité
$\boldsymbol{S}(\theta)$:	Matrice de rotation d'un angle θ
$\boldsymbol{SHB}$:	Matrice de Jones modélisant la fibre de type "Spun Hi-Bi" dans le cas particulier où $\Delta\gamma = j\Delta\beta$
t:	Temps (s)
T:	Température (°C)
$\mathrm{tr}(\boldsymbol{A})$:	Trace de la matrice $\boldsymbol{A}$
V:	Constante de Verdet (rad/(T·m)) Visibilité
W:	Densité de puissance d'une lumière (W/Hz)
x:	Composante harmonique
X:	Fonction réelle
y:	Composante harmonique
Y:	Fonction réelle
Z:	Fonction complexe
α:	Angle entre les axes de transmission du polariseur et de l'analyseur (rad) Constante d'atténuation moyenne (népers/m ou dB/m selon le cas) Proportion d'un mode
α^2:	Densité de puissance d'un spectre optique
β:	Constante de phase moyenne (rad/m) Proportion d'un mode
γ:	Constante de propagation moyenne Fonction de cohérence
Γ:	Transformée inverse de Fourier

δ:	Angle d'orientation relatif de deux fibres (rad)
$\Delta\alpha$:	Différence des constantes d'atténuation de deux modes donnés
$\Delta\beta$:	Biréfringence (rad/m)
Δn:	Différence d'indice de réfraction
$\Delta\gamma$:	Différence des constantes de propagation de deux modes donnés
$\Delta\lambda_{FWHM}$:	Largeur du spectre à mi-hauteur de la lumière (m)
$\Delta\phi$:	Déphasage dû à l'effet Sagnac (rad)
ϵ:	Vecteur associé au champ électrique de la lumière Angle d'orientation relatif de deux fibres (rad)
θ:	Rotation Faraday (rad)
λ:	Longueur d'onde de la lumière dans le vide (m) Valeur propre
$\bar{\lambda}$:	Longueur d'onde moyenne du spectre de la lumière (m)
μ:	Perméabilité magnétique (H/m)
ν:	Fréquence de la lumière (Hz)
ξ:	Taux de torsion de la fibre de type "Spun Hi-Bi" (rad/m)
π:	3,141592654...
τ_c:	Temps de cohérence d'une source (s)
τ_{dc}:	Temps de décorrélation d'une source (s)
ϕ:	Angle d'orientation du pseudo-dépolariseur (rad) Phase
ω:	Fréquence angulaire (rad/s)
Ω:	Vecteur associé à la vitesse de rotation angulaire de la bobine (rad/s)

LISTE DES PHOTOGRAPHIES

Photographie 1.1 Deux TCs couchés dans une cellule d'un laboratoire d'essais 6

Photographie 5.1 Montage d'essais pour essai de précision en température 125

Photographie 5.2 Montage pour essai de précision à fort courant 134

Photographie 6.1 Montage pour essai à fort courant 156

Photographie XXV.1 Éléments du prototype pré-commercial avant leur assemblage 373

INTRODUCTION

Dans les réseaux de transport d'énergie électrique, la mesure du courant est nécessaire à plusieurs fonctions: conduite des réseaux, protection des réseaux et facturation de l'énergie transitée. La mesure du courant électrique joue donc un rôle prépondérant. Pour des raisons évidentes de sécurité, on doit isoler galvaniquement le point de mesure du courant du point de lecture. Ainsi, le transformateur magnétique de courant (TC) est aujourd'hui employé pour la mesure sécuritaire du courant électrique.

La technologie magnétique possède certains inconvénients. D'abord, la masse et les dimensions d'un TC sont considérables. Par exemple, pour le niveau 735 kV, un TC possède une masse d'environ 10 tonnes. C'est beaucoup quand on considère que la fonction de base de cet appareil est de fournir un signal proportionnel au courant dans une barre donnée. Évidemment, les dimensions considérables apportent aussi des coûts d'acquisition, d'installation et d'entretien élevés. Un TC au niveau 735 kV coûte, seulement à l'achat, un prix de l'ordre de 100 000$. Étant magnétique, le TC est susceptible de souffrir des problèmes classiques des circuits magnétiques (hystérésis, saturation). Sa réponse en fréquence se limite à une bande allant d'environ 10 Hz à 1 ou 2 kHz. Finalement, une défaillance diélectrique est dangereuse à la fois pour le personnel et pour les équipements environnants puisque des éclats de porcelaine sont alors projetés de tous côtés. L'isolation

galvanique de cet appareil étant habituellement réalisée par de l'huile, il y a également un risque pour l'environnement.

Certains développements survenus pendant les deux dernières décennies nous permettent de croire que des techniques optiques de mesure du courant pourraient remplacer le transformateur magnétique de courant (256). En effet, depuis les années 70, le développement fulgurant des télécommunications par fibre optique a fourni une panoplie impressionante de nouveaux éléments tandis que les capacités des circuits numériques de traitement de signaux se sont accrues de façon exponentielle. L'utilisation d'une fibre optique pour la mesure du courant dans les réseaux de transport d'énergie laisse présager des avantages tant au niveau des coûts, de la performance et de la sécurité. Sa nature diélectrique permet de songer à éliminer l'huile nécessaire à l'isolation galvanique. La puissance de calcul des unités de traitement numérique de signaux laisse entrevoir la possibilité d'effectuer, en temps réel, la linéarisation et la compensation d'un éventuel capteur non-linéaire ou imparfait.

Le présent travail traite de la mesure optique du courant dans les réseaux de transport d'énergie électrique. L'objectif recherché est le développement d'un capteur optique de courant répondant aux besoins du transport d'énergie électrique. La fonction de cet appareil est de fournir un signal analogique à bas niveau d'énergie et qui est proportionnel au courant à mesurer. Idéalement, aucun composant actif ne doit se retrouver au potentiel où on désire

mesurer le courant. Également, il est bien connu que les capteurs optiques sont habituellement sensibles aux perturbations du milieu telles les vibrations ou les variations de température. Le capteur doit donc comporter des mécanismes de compensation adéquats. De plus, la fonction de transfert d'un capteur optique étant généralement non-linéaire, un traitement de signal relativement complexe est requis pour effectuer la tâche demandée.

Les deux premiers chapitres de la présente thèse sont théoriques. Le premier chapitre permet au lecteur de se familiariser avec la théorie de base associée à la mesure optique du courant électrique. Il fait, entre autres, état de l'expérience de Van Neste et al.. À la suite de cette expérience, le capteur interférométrique à boucle dépolarisée a vu le jour. Le second chapitre est consacré à son étude. Cette étude consiste principalement à déterminer un modèle mathématique du capteur interférométrique à boucle dépolarisée.

Les chapitres III à VI concernent la conception et l'essai de prototypes. L'observation occasionnée par ce travail expérimental met à jour des comportements imprévus par la théorie. La théorie a donc été raffinée en fonction des observations. Ainsi, une partie importante de la connaissance acquise provient d'itérations travail expérimental / études théoriques.

En particulier, le troisième chapitre débute par la proposition d'une stratégie d'utilisation du capteur interférométrique à boucle dépolarisée. L'essai de cette stratégie à l'aide d'un

premier prototype fait ressortir un problème causé par un comportement imprévu. Ce comportement est expliqué et le quatrième chapitre traite des dispositions susceptibles de régler le problème observé. Un second prototype de laboratoire permet de confirmer la validité de la solution.

Le cinquième chapitre rapporte les travaux expérimentaux effectués sur une maquette de capteur optique de courant. Des essais de précision en température et de précision à fort courant permettent de vérifier le comportement du capteur optique de courant dans des conditions similaires à celles que l'on retrouve en réseau.

Le sixième chapitre intègre toute la connaissance acquise dans la conception d'un prototype qualifié de pré-commercial. Ce prototype est à nouveau essayé dans des conditions semblables à celles que l'on rencontre en réseau. Finalement, le septième chapitre tente d'élargir l'horizon de la présente thèse en abordant une réflexion sur l'utilisation du capteur optique de courant dans les réseaux de transport d'énergie électrique.

CHAPITRE I

THÉORIE ET PRÉMISSES DE TRAVAIL

Comme il a été mentionné dans l'introduction, la mesure du courant dans les réseaux de transport d'énergie électrique est effectuée à l'aide de transformateurs de courant magnétiques. Pour effectuer la transition vers une technique optique de mesure du courant, certains détails théoriques doivent préalablement être survolés. La première section de ce chapitre traite du transformateur de courant conventionnel. La théorie de base de l'effet Faraday, phénomène physique ici exploité, est présentée. Diverses techniques de mesure optique du courant sont expliquées. Une revue bibliographique permet ensuite de cerner le domaine dans lequel le présent travail s'inscrit. Une expérience importante, celle de Van Neste et al., est finalement présentée. C'est à partir de cette expérience que le présent travail de recherche a été entrepris.

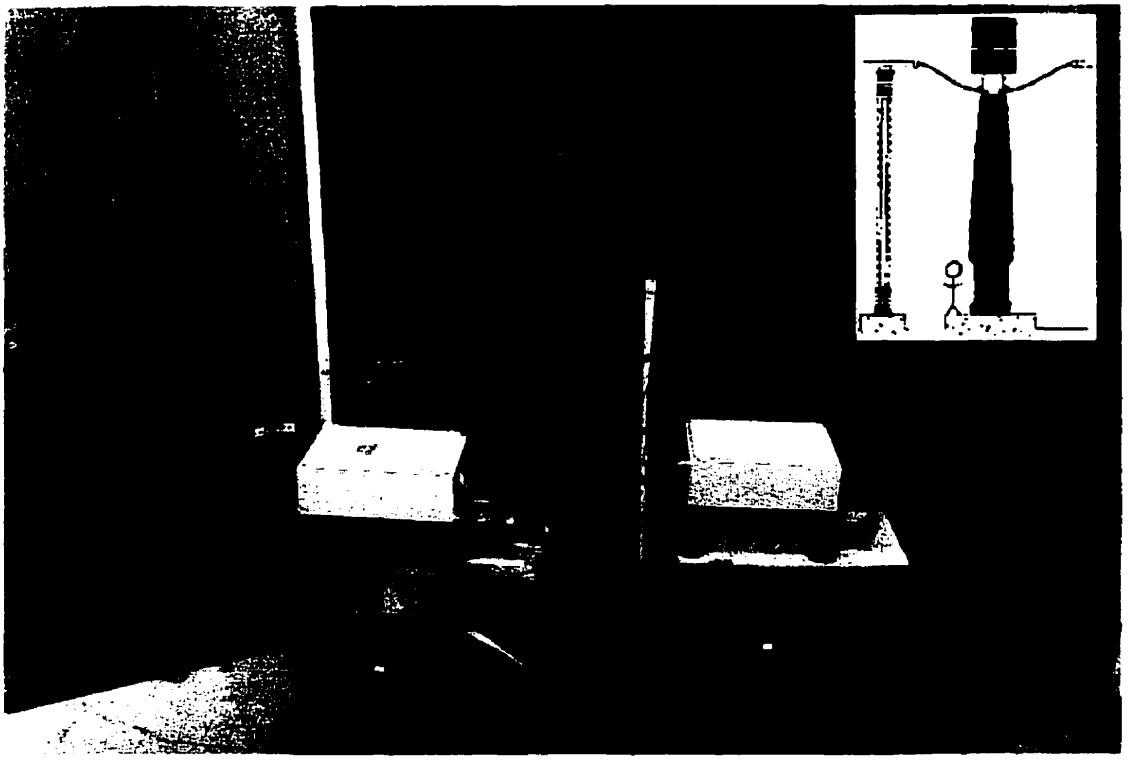
1.1 Mesure du courant par transformateur magnétique

Le transformateur magnétique de courant (TC) est employé dans les réseaux de transport d'énergie électrique. Sa constitution est similaire à celle d'un transformateur de puissance. Il ne fonctionne qu'en alternatif. Il possède deux enroulements (primaire et secondaire) et un noyau magnétique. Sa conception tente de réduire l'erreur de ratio et le déphasage entre les courants primaire et secondaire. On raccorde l'enroulement primaire en série avec le

conducteur portant le courant à mesurer tandis que l'on raccorde l'enroulement secondaire à un appareil de mesurage/facturation ou un relais de protection (fardeau). La photographie 1.1 montre deux TCs du niveau 735 kV couchés dans une cellule d'un laboratoire d'essais.

Le rôle du TC se résume en trois points:

- procurer une isolation galvanique entre le point de mesure du courant et le point de lecture;
- offrir une réduction du courant mesuré;
- fournir la puissance nécessaire à l'activation des relais de protection électromécaniques.



Photographie 1.1 Deux TCs couchés dans une cellule d'un laboratoire d'essais

1.2 Équations de base de l'effet Faraday

Afin de mettre au point une méthode optique de mesure du courant électrique, on doit bénéficier d'un moyen d'influencer un signal lumineux en fonction du courant à mesurer. En 1845, Michael Faraday a constaté que le plan de polarisation d'une lumière polarisée linéairement, se propageant dans un milieu donné, était modifié en présence d'un champ magnétique (690). C'est ce phénomène, aujourd'hui connu sous le nom d'effet Faraday, qui sera mis à profit pour mesurer optiquement le courant électrique. L'annexe I contient une interprétation physique du phénomène.

L'effet Faraday se manifeste comme suit. Soit une lumière polarisée linéairement et qui se propage sur un parcours L dans un milieu de perméabilité magnétique μ. En présence d'un champ magnétique $\boldsymbol{H}$, l'effet Faraday résulte en une rotation du plan de polarisation de cette lumière d'un angle θ selon la relation suivante:

$$\theta = \mu V \int_L \boldsymbol{H} \cdot d\boldsymbol{L}. \tag{1-1}$$

Le vecteur ***dL*** est le vecteur infinitésimal associé au parcours L. V est une constante du milieu où se propage la lumière et se nomme constante de Verdet. Pour le verre à base de silice, la constante de Verdet peut être exprimée par la relation empirique suivante (adaptée de (362)):

$$V = \frac{1{,}45 \times 10^{-12}}{\lambda^2} \left(\frac{\text{rad}}{\text{T}\cdot\text{m}} \right) \tag{1-2}$$

où λ est la longueur d'onde de la lumière dans le vide.

La figure 1.1 illustre l'effet Faraday. On y voit une lumière incidente, polarisée linéairement, entrant dans un matériau en présence d'un champ magnétique ***H***. Lors de son passage dans le matériau rotateur, cette lumière subit une rotation de son plan de polarisation d'un angle θ à cause de l'effet Faraday.

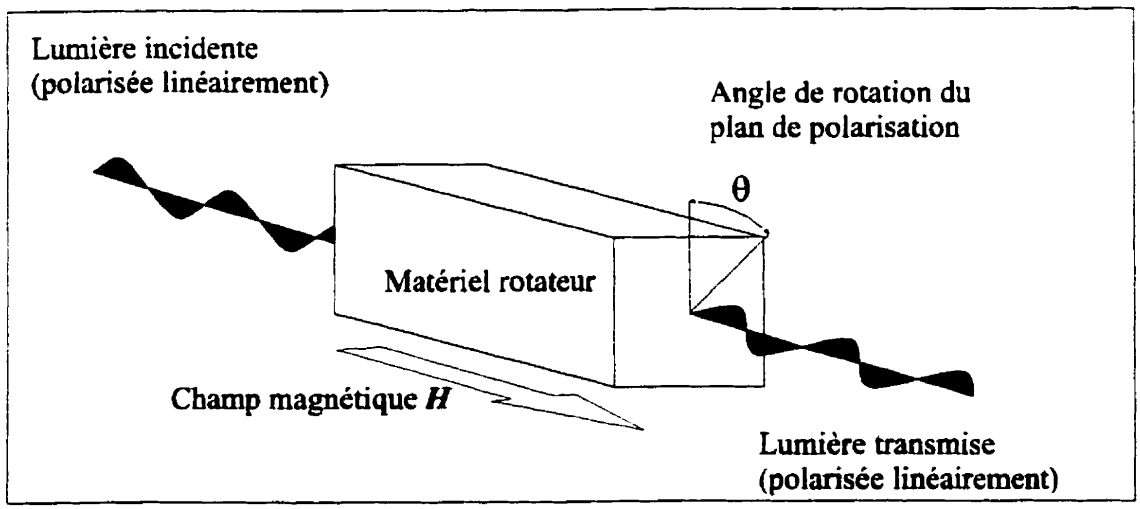


Figure 1.1 Illustration de l'effet Faraday

1.3 Utilisation de l'effet Faraday pour la mesure du courant

Aux fréquences d'intérêt pour le transport d'énergie électrique, la loi d'Ampère dit que l'intégrale de parcours fermé du champ magnétique $\boldsymbol{H}$ autour d'un conducteur est égale à l'intensité du courant I porté par ce conducteur (234). Mathématiquement:

$$\oint \boldsymbol{H} \cdot d\boldsymbol{L} = I. \tag{1-3}$$

Ainsi, en intégrant le champ magnétique sur un parcours fermé délimitant une surface traversée par un courant, on obtient une mesure de ce courant. De plus, cette façon de mesurer le courant a la propriété d'être insensible aux champs magnétiques environnants.

L'effet Faraday permet d'effectuer l'intégrale de parcours fermé du champ magnétique. Supposons qu'une lumière polarisée linéairement circule N fois autour d'un conducteur. En présence d'un courant dans le conducteur, le plan de polarisation de cette lumière, dû à l'effet Faraday, tourne d'un angle θ tel que:

$$\theta = \mu V N \oint \boldsymbol{H} \cdot d\boldsymbol{L} = \mu V N I. \tag{1-4}$$

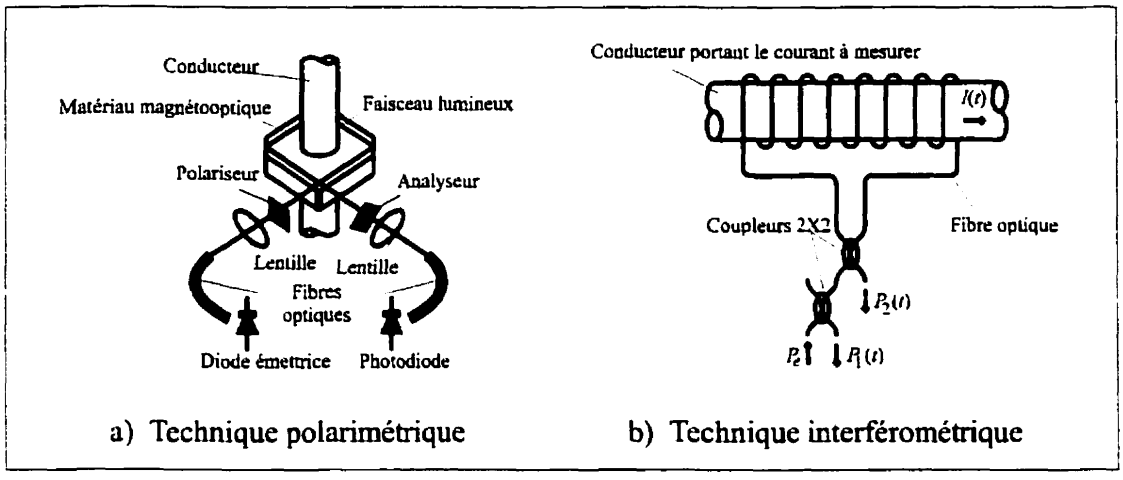
Ainsi, la rotation du plan de polarisation de la lumière est proportionnelle à l'intégrale de parcours fermé du champ magnétique entourant le courant. Selon la loi d'Ampère, cette rotation est également proportionnelle au courant entouré par le trajet de la lumière. En mesurant cette rotation, on obtient une mesure du courant.

1.4 Techniques principales de mesure optique du courant

Les principales techniques de mesure optique du courant peuvent se diviser en deux catégories majeures: les techniques polarimétrique et interférométrique.

La technique polarimétrique consiste à polariser linéairement une lumière et à faire circuler cette lumière, dans un milieu sensible à l'effet Faraday, autour du conducteur portant le courant à mesurer (figure 1.2 a)). Cette lumière subit une rotation de son plan de polarisation à cause de l'effet Faraday. La lumière effectuant un parcours fermé autour du conducteur portant le courant à mesurer, l'angle de rotation du plan de polarisation, en raison de la loi d'Ampère, n'est fonction que du courant à mesurer. Un polariseur situé à la fin du parcours optique, appelé analyseur, permet de transformer la rotation du plan de polarisation en une variation d'intensité lumineuse. Cette intensité est détectée par une photodiode. Un circuit électronique de traitement de signal utilise l'information reçue par la photodiode pour générer un signal proportionnel au courant à mesurer.

Quant à elle, la technique interférométrique tire son nom du fait que le processus de mesure s'effectue par le biais d'une interférence entre des faisceaux de lumière. La figure 1.2 b) illustre la configuration de base d'un interféromètre en anneau utilisé pour la mesure du courant. Une puissance optique P_e est injectée dans un premier coupleur 2×2. Un second coupleur 2×2 permet de diviser cette puissance optique en deux faisceaux contre-propagatifs.



a) Technique polarimétrique b) Technique interférométrique

Figure 1.2 Techniques principales de mesure optique du courant

Ces faisceaux parcourent, en sens opposé, une fibre optique monomode de perméabilité magnétique μ, de constante de Verdet V et enroulée N fois sur le conducteur portant le courant $I(t)$ à mesurer. Le champ magnétique associé au courant $I(t)$, en raison de l'effet Faraday, induit un déphasage entre les composantes circulaires de l'état de polarisation de la lumière. En fonction de ce déphasage et donc, en fonction du courant, l'énergie optique se répartit, par interférence, entre les deux branches de sortie du coupleur 2×2. En mesurant les puissances optiques $P_1(t)$ et $P_2(t)$ qui sortent de l'interféromètre, il est possible d'obtenir une mesure du courant $I(t)$.

1.5 Revue bibliographique

La découverte de l'effet Faraday en 1845 par Michael Faraday constitue le point de départ de la bibliographie. Ce n'est toutefois que pendant les années 1960 et le début des années 1970 que les premières applications réelles ont été développées. En 1976, Vali et Shorthill ont réalisé la première démonstration de l'augmentation de la sensibilité d'un capteur à fibre optique par l'ajout de tours de fibre dans un interféromètre (671). En 1978, Smith a étudié les propriétés magnétooptiques des fibres optiques (599). Dès lors, il fut admis que la biréfringence linéaire de la fibre optique, qu'elle lui soit propre ou imposée par des facteurs externes, était indésirable pour l'exploitation des capteurs optiques de courant. C'est pourquoi des travaux ont été entrepris pour fabriquer une fibre optique à faible biréfringence linéaire (574). Malgré les soins apportés à la fabrication de la fibre à faible biréfringence linéaire, le premier capteur de courant à fibre optique rapporté dans la littérature par Papp et Harms était affecté par la biréfringence linéaire de la fibre (27,480). En 1982, Payne, Mansfield, Ramskov-Hansen, Hadley et Barlow ont breveté une fibre optique dite de type "Spun Hi-Bi". Cette fibre possède la particularité d'être à la fois robuste mécaniquement et sensible à l'effet Faraday. En 1993, Clarke a fabriqué une fibre de type "Spun Hi-Bi" dont la sensibilité à l'effet Faraday était peu sensible aux variations de température (122). L'année 1994 fut marquée par l'expérience de Van Neste, Belleville et Caron (674). C'est le sujet de la prochaine section.

1.6 Expérience de Van Neste, Belleville et Caron

L'étude de la littérature a amené Van Neste, Belleville et Caron à expérimenter une topologie inédite de capteur optique de courant (674). Voulant développer un capteur de courant tout fibre pouvant s'appliquer aux réseaux de transport d'énergie électrique, ils ont d'abord choisi de concevoir et de fabriquer une fibre de type "Spun Hi-Bi". Ce choix est justifié par le souci d'avoir une bonne robustesse aux perturbations mécaniques telles les vibrations ou les impacts. Il est important d'avoir cette robustesse puisque, par exemple, l'opération d'un disjoncteur à air comprimé à haute tension provoque un choc mécanique violent.

La fibre de type "Spun Hi-Bi" a été fabriquée à partir d'une préforme de fibre linéairement biréfringente dont la biréfringence est due à l'ellipticité du coeur de la fibre. Cette biréfringence de forme est garante de stabilité thermique (122). Il faut en effet qu'un appareil de mesure optique du courant puisse opérer dans une plage de température importante ($\approx 100°C$) sans manifester de dérive appréciable.

Les modes de propagation de la lumière dans une fibre de type "Spun Hi-Bi" étant elliptiques, il est difficile de travailler avec cette fibre à l'aide d'une technique polarimétrique (264). Il est beaucoup plus invitant d'utiliser une technique interférométrique. Van Neste et al. ont donc choisi d'employer la fibre de type "Spun Hi-Bi" dans un interféromètre en

anneau. L'interféromètre en anneau peut fonctionner avec un état de polarisation de la lumière tout à fait quelconque et est particulièrement performant pour la détection de phénomènes non-réciproques. L'utilisation la plus populaire de l'interféromètre en anneau est la mesure gyroscopique basée sur l'effet Sagnac (374).

Les capteurs gyroscopiques les plus performants basés sur l'interféromètre en anneau travaillent en lumière linéairement polarisée. Pour s'affranchir du besoin de polariser la lumière, il est possible d'opérer un gyroscope en lumière dépolarisée par l'emploi d'un pseudo-dépolariseur de Lyot dans la boucle de l'interféromètre (63). L'état de polarisation de la lumière est ainsi stabilisé.

Cette idée fut reprise par Van Neste et al. pour le montage d'un interféromètre en anneau. Cet interféromètre fut baptisé "capteur interférométrique à boucle dépolarisée" en raison de la présence du pseudo-dépolariseur dans la boucle de l'interféromètre (figure 1.3).

Les signaux de sortie du capteur muni du pseudo-dépolariseur étaient remarquablement stables et peu sensibles aux perturbations du milieu. Des contrôleurs de polarisation (373), situés de part et d'autres du site d'interférence, n'avaient aucun effet sur les signaux de sortie. Il était même possible de vérifier la robustesse aux impacts par de solides coups de marteau sur le support de la bobine de fibre de type "Spun Hi-Bi".

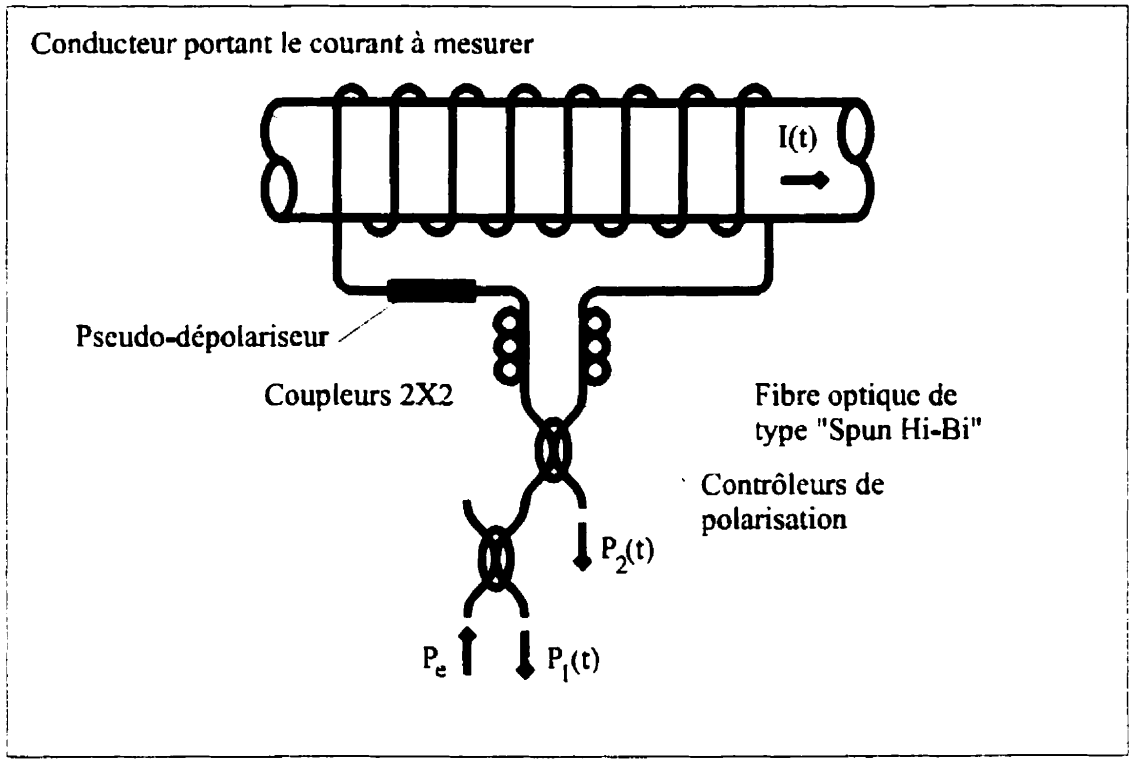


Figure 1.3 Capteur interférométrique à boucle dépolarisée tel qu'essayé par Van Neste, Belleville et Caron

Véritablement, l'expérience de Van Neste et al. a abouti à une topologie inédite de capteur optique de courant. Cette topologie a d'ailleurs été brevetée (38). Sa robustesse remarquable aux perturbations mécaniques lui a valu d'être la base de la présente recherche. Le chapitre suivant est donc consacré à son étude.

CHAPITRE II

ÉTUDE DU CAPTEUR INTERFÉROMÉTRIQUE À BOUCLE DÉPOLARISÉE

Dans le chapitre précédent, les équations de base de l'effet Faraday ont été abordées et nous avons vu comment exploiter cet effet pour mesurer un courant électrique. Les techniques usuelles de mesure optique du courant ont été survolées et une technique particulière a été sélectionnée: l'utilisation du capteur interférométrique à boucle dépolarisée.

Dans le présent chapitre, ce capteur est étudié. D'abord, sa fonction de transfert générale est calculée en utilisant le formalisme de Jones et le formalisme des matrices de cohérence. Le cas particulier de la mesure du courant électrique est attaqué. Pour ce faire, la fibre optique de type "Spun Hi-Bi" est modélisée. Ce modèle est ensuite utilisé pour calculer la fonction de transfert relative à la mesure du courant. Cette fonction de transfert est vérifiée expérimentalement. Finalement, la sensibilité de ce capteur aux perturbations du milieu telles les vibrations, les variations de température, les variations de la longueur d'onde de la lumière émise par la source optique employée ou l'effet Sagnac, est discutée.

2.1 Fonction de transfert générale

Le but de la présente section est de déterminer, pour un capteur interférométrique à boucle dépolarisée tel celui illustré à la figure 2.1, la fonction de transfert qui lie la puissance optique à son entrée P_e à la puissance optique à sa sortie P_s. On s'intéresse à la fonction de transfert générale de ce capteur. Ainsi, la nature de la bobine de fibre optique et les orientations relatives des éléments sont considérées comme étant générales.

Afin d'alléger le texte, la mise en équation et le développement mathématique permettant d'obtenir la fonction de transfert générale sont donnés à l'annexe II.

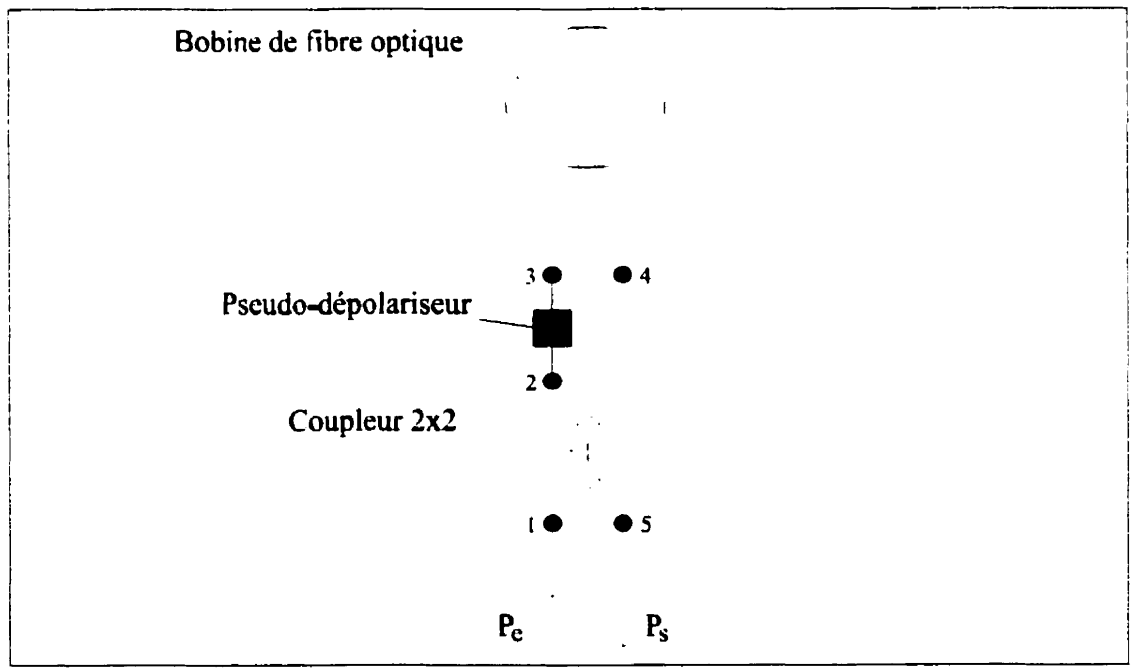


Figure 2.1 Capteur interférométrique à boucle dépolarisée

La fonction de transfert générale du capteur interférométrique à boucle dépolarisée est la suivante:

$$
\begin{aligned}
P_s = & \frac{P_e}{8}|K_h|^2(|A|^2+|B|^2+|C|^2+|D|^2) \\
& +\frac{1}{4}|K_{ah}|^2\int_0^{\infty}((|E|^2+|G|^2)X(\nu)+(|F|^2+|H|^2)Y(\nu)+2\mathrm{Re}((E^*H+FG^*)Z(\nu)))\mathrm{d}\nu \\
& -\frac{1}{4}\mathrm{Re}\left(K_hK_{ah}^*\int_0^{\infty}((AE^*-DG^*)X(\nu)+(BF^*-CH^*)Y(\nu)+(BG^*-CE^*)Z(\nu)+(AH^*-DF^*)Z(\nu)^*)\mathrm{d}\nu\right),
\end{aligned}
\tag{2-1}
$$

où la fonction Re(x) exprime la partie réelle de l'argument complexe x, les variables A, B, C, D, E, F, G, H, K_h et K_{ah} dépendent de la nature de la bobine de fibre optique, ν est la fréquence de la lumière et $X(\nu)$, $Y(\nu)$ et $Z(\nu)$ caractérisent la cohérence de la lumière. La fonction de transfert ne dépend pas de l'orientation angulaire du pseudo-dépolariseur par rapport à la bobine de fibre optique.

Cette fonction de transfert est la première contribution de la thèse à l'avancement de la connaissance.

L'annexe III contient un développement mathématique montrant que la fonction de transfert obtenue à l'équation (2-1) possède une propriété intéressante qui permet de réduire la charge de calcul pour des développements ultérieurs.

Étant donné que la bobine de fibre optique est générale, la fonction de transfert obtenue à l'équation (2-1) pourra être appliquée à une multitude de cas particuliers. À titre d'exemple,

l'annexe IV considère le cas de la mesure gyroscopique qui est bien connu dans la littérature. Toutefois, le cas pertinent au présent travail est le cas de la mesure du courant électrique.

2.2 Cas particulier de la mesure du courant électrique

Dans la présente section, la fibre optique de type "Spun Hi-Bi" qui constitue la bobine de mesure est modélisée. Ce modèle est ensuite appliqué à la fonction de transfert générale développée à la section 2.1. La fonction de transfert relative au cas particulier de la mesure du courant électrique est ainsi obtenue. Finalement, cette fonction de transfert est vérifiée expérimentalement.

2.2.1 Modélisation de la fibre de type "Spun Hi-Bi"

Une fibre optique de type "Spun Hi-Bi" est obtenue par la rotation, pendant son étirage, d'une préforme de fibre à haute biréfringence linéaire (488). Il semble alors naturel de la modéliser par une infinité de lames optiques, tournées l'une par rapport à l'autre, et dont les modes propres de propagation sont linéaires. De plus, pour représenter l'effet Faraday, une lame rotatrice est insérée entre chacune des lames à modes linéaires. Ce modèle est illustré à la figure 2.2.

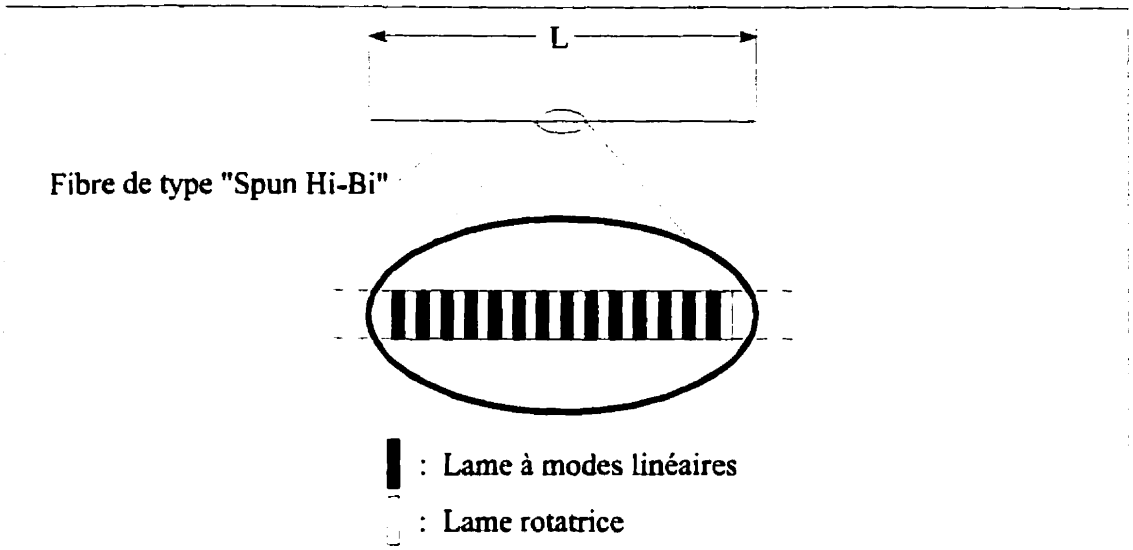


Figure 2.2 Modèle de la fibre de type "Spun Hi-Bi"

Mathématiquement, ce modèle peut se traiter à l'aide du formalisme de Jones (302). L'annexe V contient la mise en équation et le développement mathématique permettant d'obtenir le modèle mathématique qui suit:

$$F(f,L)=e^{-\gamma L}S(\xi L)\begin{bmatrix}\cosh(b(f)L)-\frac{\Delta\gamma}{2b(f)}\sinh(b(f)L) & -\frac{f-\xi}{b(f)}\sinh(b(f)L)\\ \frac{f-\xi}{b(f)}\sinh(b(f)L) & \cosh(b(f)L)+\frac{\Delta\gamma}{2b(f)}\sinh(b(f)L)\end{bmatrix}, \quad (2\text{-}2)$$

avec

$$b(f)=\sqrt{\left(\frac{\Delta\gamma}{2}\right)^2-(f-\xi)^2}. \quad (2\text{-}3)$$

L'équation (2-2) est un modèle de la fibre optique de type "Spun Hi-Bi" et elle constitue la deuxième contribution de la thèse à l'avancement de la connaissance.

Ce modèle peut être utilisé pour modéliser la fibre de type "Spun Hi-Bi" en fonction des divers paramètres γ, $\Delta\gamma$, ξ et L de la fibre et de la rotation Faraday par unité de longueur f. Particulièrement, le cas où $\Delta\gamma = j\Delta\beta$ est intéressant et nommons $\boldsymbol{SHB}(f,L)$ le modèle alors obtenu. Il correspond à une fibre avec la même constante d'atténuation pour l'un et l'autre des modes linéaires de la préforme initiale (sans pouvoir polarisant). L'équation (2-2) devient ainsi:

$$\boldsymbol{SHB}(f,L)=e^{-\gamma L}\boldsymbol{S}(\xi L)\begin{bmatrix}\cos(b(f)L)-j\cos(\theta(f))\sin(b(f)L) & -\sin(\theta(f))\sin(b(f)L)\\ \sin(\theta(f))\sin(b(f)L) & \cos(b(f)L)+j\cos(\theta(f))\sin(b(f)L)\end{bmatrix}, \quad (2\text{-}4)$$

avec

$$b(f)=\sqrt{\left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2+(f-\xi)^2},\ \cos(\theta(f))=\frac{\Delta\beta}{2b(f)},\ \sin(\theta(f))=\frac{f-\xi}{b(f)}. \quad (2\text{-}5)$$

McIntyre et Snyder ont employé la théorie des modes couplés pour modéliser les milieux optiques anisotropiques présentant une torsion lente (423). Barlow et al. ont utilisé cette théorie afin de modéliser la fibre de type "Spun Hi-Bi" (32). Le modèle que ces derniers ont élaboré par la théorie des modes couplés est essentiellement équivalent au modèle $\boldsymbol{SHB}(f,L)$ obtenu à l'équation (2-4). Le modèle $\boldsymbol{SHB}(f,L)$ étant un cas particulier du modèle $\boldsymbol{F}(f,L)$,

le modèle $F(f,L)$ de l'équation (2-2) est donc plus général que ce qui est connu dans la littérature en ce moment. C'est la prise en compte de l'atténuation de la fibre qui rend l'équation (2-2) plus générale.

2.2.2 Fonction de transfert relative à la mesure du courant

Le modèle $SHB(f,L)$ développé à la section précédente sera utilisé pour représenter la fibre optique de type "Spun Hi-Bi". Ce modèle, utilisé dans la fonction de transfert générale donnée à l'équation (2-1), permet l'obtention de la fonction de transfert du capteur interférométrique à boucle dépolarisée dans le cas particulier de la mesure du courant électrique. L'annexe VI contient le développement mathématique permettant d'obtenir la fonction de transfert ainsi recherchée:

$$P_s \approx \frac{P_e}{4} e^{-2\alpha L}(2-\cos(2SfL)). \qquad (2\text{-}6)$$

Cette fonction de transfert permet de relier la puissance optique de sortie P_s d'un capteur interférométrique à boucle dépolarisée à la puissance optique à l'entrée P_e en fonction de la rotation Faraday totale (fL) et de la nature de la fibre (α, S) utilisée pour constituer la bobine de mesure.

La fonction de transfert relative au cas particulier de la mesure du courant électrique montrée à l'équation (2-6) est la troisième contribution de la thèse à l'avancement de la connaissance.

L'équation (2-6) montre que la visibilité de la fonction de transfert est de 0,5:

$$V \doteq \frac{P_{s\ \max} - P_{s\ \min}}{P_{s\ \max} + P_{s\ \min}} = \frac{3-1}{3+1} = 0{,}5. \qquad (2\text{-}7)$$

Ceci est la principale différence qui existe entre cette fonction de transfert et la fonction de transfert d'un interféromètre conventionnel sans pseudo-dépolariseur dont la visibilité est de 1.

2.2.3 Évidence expérimentale

Dans la section précédente, la fonction de transfert du capteur interférométrique à boucle dépolarisée appliquée au cas particulier de la mesure du courant électrique a été développée. Le but de la présente section est de valider expérimentalement cette fonction de transfert. Le montage utilisé est d'abord décrit, lequel montage est illustré à la figure 2.3.

Un circuit d'alimentation permet de contrôler une diode laser multimode Sharp LT-023 sous son seuil laser à un courant d'environ 30 mA. La longueur d'onde nominale de cette diode

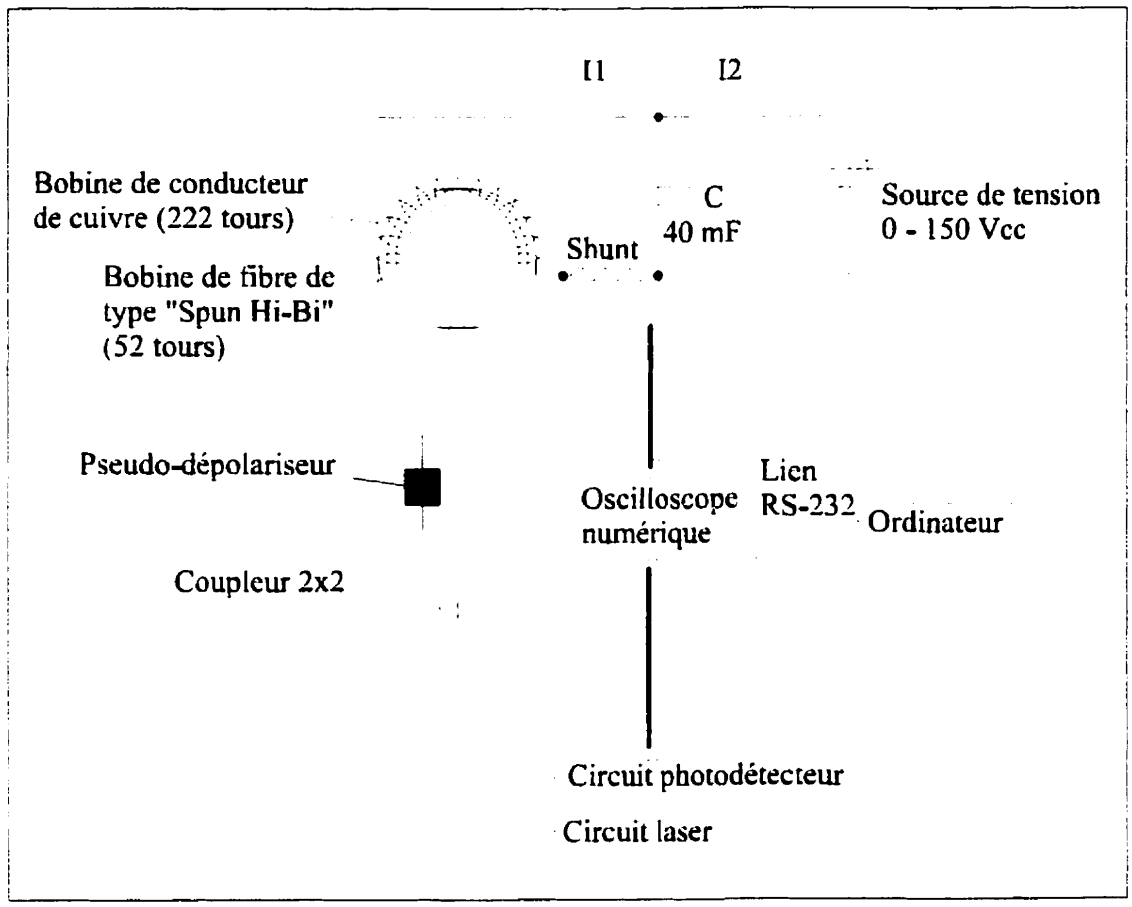


Figure 2.3 Montage

est de 780 nm. La puissance optique qu'elle émet est transmise à la première branche du coupleur 2×2 qui constitue le site d'interférence de l'interféromètre à boucle dépolarisée.

L'interféromètre comporte un pseudo-dépolariseur fait de deux sections de fibre Corning PMF-38 de 5 m et de 13 m de longueur. La fibre utilisée pour la bobine de l'interféromètre est une fibre de type "Spun Hi-Bi" fabriquée par l'Institut National d'Optique (Québec). La

longueur de battement avant tournage de cette fibre est L_p = 14 mm tandis que son pas de torsion est L_t = 12 mm. Ceci correspond à un facteur de sensibilité S de 92%. La bobine comprend 52 tours de fibre bobinée sur un noyau de polymétacrylate de méthyle de 17,4 cm de diamètre externe, de 10,2 cm de diamètre interne et de 2,5 cm de hauteur.

La puissance optique sortant de la deuxième branche du coupleur est mesurée par un circuit photodétecteur. Dans ce circuit, une photodiode de type PIN associée à un circuit de transimpédance à faible bruit fournit un signal tension proportionnel à la puissance optique reçue de l'interféromètre. Un oscilloscope numérique (Tektronix 2232) permet de numériser ce signal et un ordinateur, par l'intermédaire d'un lien RS-232, effectue la sauvegarde des données sur support magnétique.

Afin de vérifier la fonction de transfert du capteur, une force magnétomotrice doit être générée. L'interrupteur I1 étant ouvert et l'interrupteur I2 étant fermé, un condensateur C d'une capacité de 40 mF est chargé par une source de tension continue variable de 0 à 150 V. I2 est ensuite ouvert et I1 est fermé. À ce moment, un courant parcourt les 222 tours de conducteur de cuivre bobinés sur la bobine de fibre optique. Ceci permet de générer une force magnétomotrice équivalente à celle d'un courant 222 fois plus intense ne traversant qu'une seule fois la fenêtre de la bobine de fibre optique. Le courant est mesuré par un shunt et ce signal est échantillonné par l'oscilloscope numérique en même temps que le signal du circuit photodétecteur.

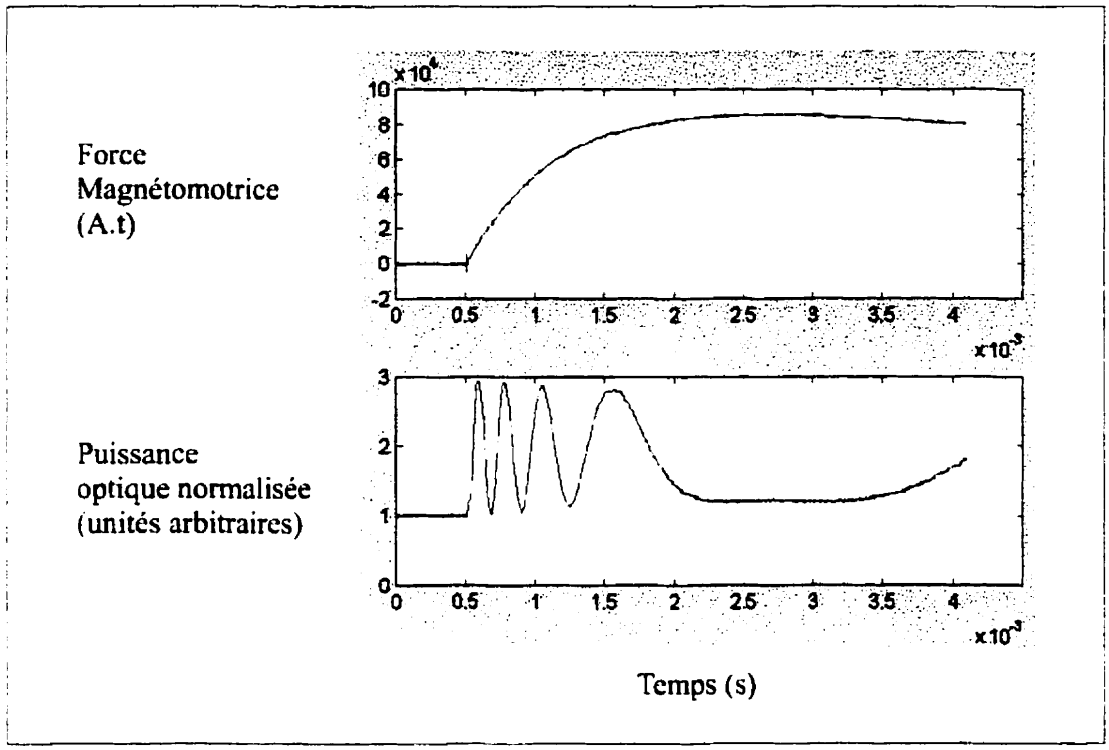


Figure 2.4 Signaux enregistrés

La figure 2.4 illustre les signaux enregistrés lors d'un essai. La première courbe montre la force magnétomotrice générée par le montage. Le maximum atteint lors de cet essai est de 85,9 kA.tours. La seconde courbe est le signal issu du circuit photodétecteur. Ce signal est normalisé. On constate immédiatement le caractère périodique de la fonction de transfert du capteur.

La figure 2.5 montre le même signal de la puissance optique normalisée qu'à la figure 2.4 et le signal de la puissance optique normalisée théorique. Ce dernier a été calculé à partir de la fonction de transfert développée à la section précédente. Cette figure permet d'affirmer

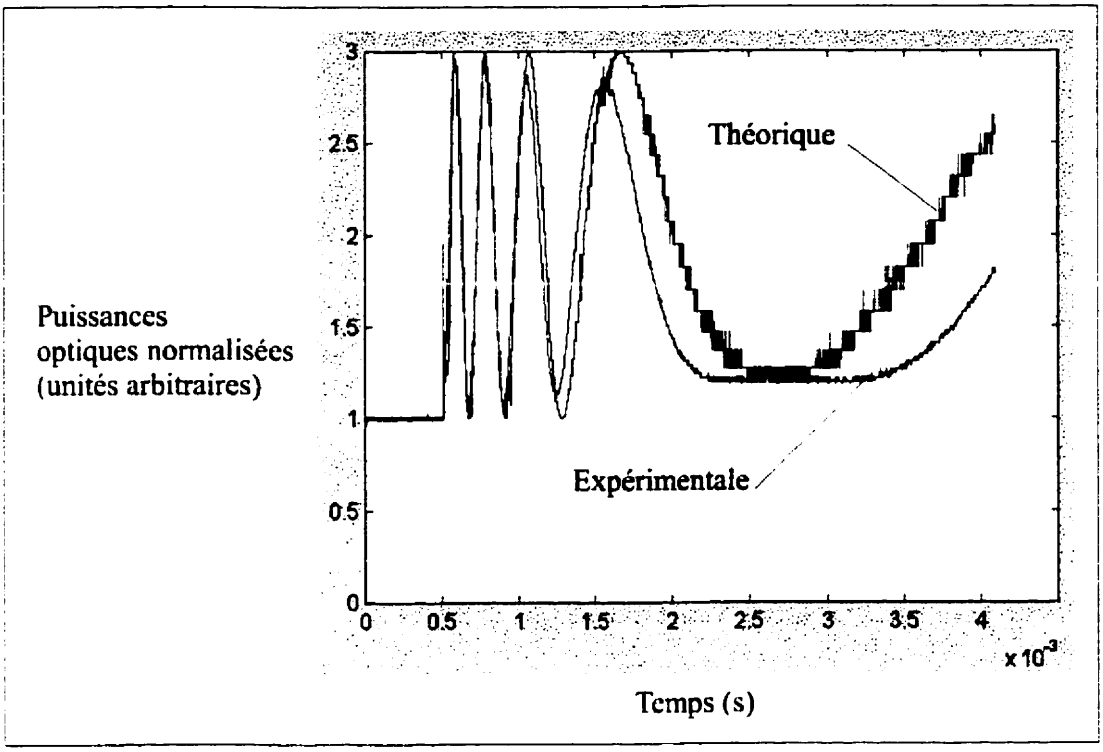


Figure 2.5 Puissances normalisées expérimentale et théorique

que la théorie développée précédemment coïncide bien avec les résultats expérimentaux. Toutefois, une discussion est de mise.

D'abord, on remarque une transitoire rapide au début du signal théorique, laquelle transitoire n'est pas présente dans le signal expérimental. Constatant que le signal de la force magnétomotrice de la figure 2.4, à partir duquel le signal théorique a été calculé, comporte également une transitoire rapide, il est plausible que cette transitoire soit due à un effet parasite causé par la commutation de I1. D'ailleurs, un léger arc a été observé à la fermeture de I1.

Deuxièmement, on remarque que, dans la première alternance des signaux de puissances normalisées, la période du signal théorique est plus courte que la période du signal expérimental. Dans la deuxième alternance, elles sont quasi identiques alors que pour les deux dernières alternances, la période du signal théorique est plus longue que celle du signal expérimental. Cette variation de la période du signal expérimental par rapport à la période fixe du signal théorique s'explique en supposant que le circuit photodétecteur n'avait peut-être pas suffisamment de bande passante pour reproduire adéquatement le signal de la puissance optique. Ainsi, en début d'essai, la pente du courant injecté étant élevée, la fréquence du signal de la puissance optique est également élevée. Si le circuit photodétecteur ne peut reproduire adéquatement un signal de cette fréquence, le signal de sortie du circuit est quelque peu retardé par rapport au signal optique réel. Au fur et à mesure que la pente du courant diminue, le contenu fréquentiel du signal de la puissance optique diminue et atteint progressivement une région que le circuit photodétecteur peut reproduire fidèlement.

Toutefois, ce qui est le plus remarquable, c'est la tendance décroissante de l'enveloppe du signal expérimental. Cette tendance est plus visible lorsque l'on considère la figure 2.6. Celle-ci montre les points expérimentaux recueillis lors de quelques essais et qui représentent la fonction de transfert expérimentale de la puissance optique normalisée en fonction de la force magnétomotrice. L'enveloppe de cette fonction de transfert diminue pour une

augmentation de la valeur absolue de la force magnétomotrice. Cette diminution d'enveloppe peut s'expliquer par une combinaison des phénomènes suivants:

Dispersion de la constante de Verdet: Comme il a été vu à l'équation (1-2), la constante de Verdet du verre à base de silice est inversement proportionnelle au carré de la longueur d'onde λ de la lumière utilisée. C'est ce que l'on appelle la dispersion de la constante de Verdet. La source de lumière utilisée possède une largeur spectrale non-nulle $\Delta\lambda_{FWHM}$. La puissance optique mesurée est la somme des contributions de la puissance optique de chaque longueur d'onde du spectre. À cause de la dispersion de la constante de Verdet, plus la valeur absolue du courant mesuré est élevée, plus ces contributions amènent un éventail

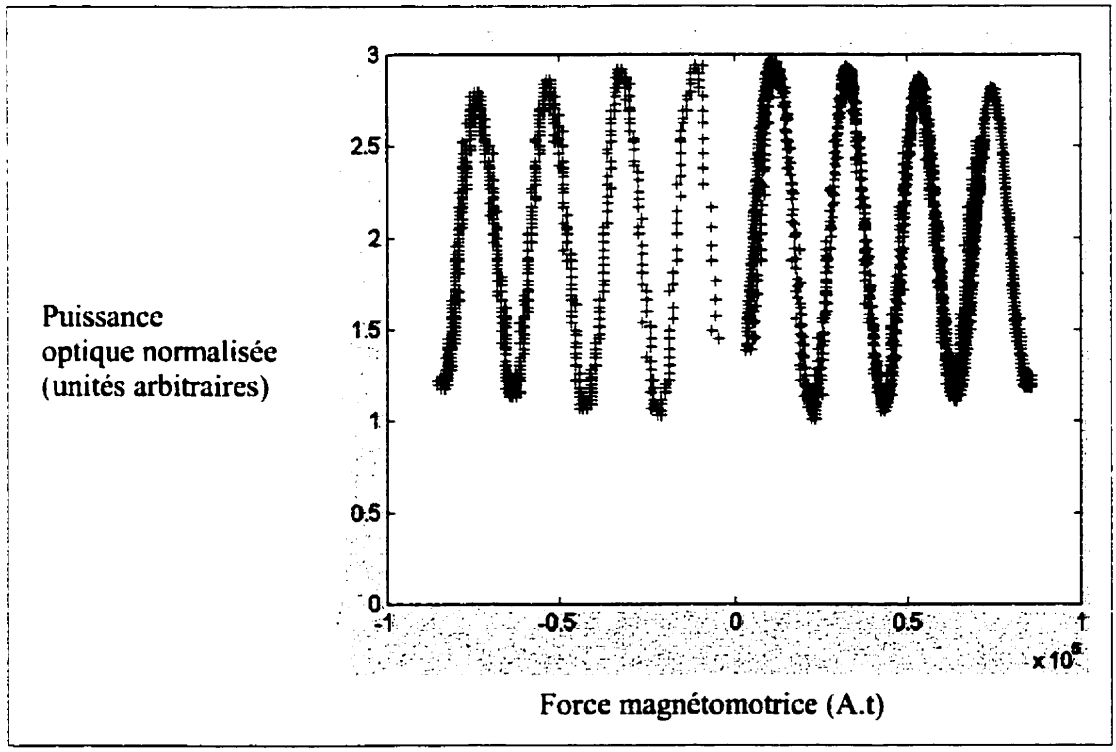


Figure 2.6 Fonction de transfert expérimentale

étendu de rotations Faraday différentes. Plus la valeur absolue du courant augmente, plus l'enveloppe de la fonction de transfert diminue. C'est un peu comme si on calculait l'espérance mathématique du cosinus d'une variable aléatoire dont la densité de probabilité s'élargit au fur et à mesure que la valeur absolue du courant augmente. À la limite, la variable aléatoire est uniformément répartie sur 0 à 2π radians et l'espérance du cosinus de cette variable est alors nulle.

Dispersion de la longueur de battement avant tournage L_p: Dans tous les calculs, la longueur de battement L_p a été considérée constante en fonction de la longueur d'onde de la lumière utilisée. Or, il est bien connu que la longueur de battement d'une fibre varie en fonction de la longueur d'onde (180, 374). Cette dispersion amène une variation du facteur de sensibilité S et du même coup, une diminution de l'enveloppe de la fonction de transfert de manière semblable à ce qui a été expliqué pour le cas de la dispersion de la constante de Verdet.

Cohérence temporelle de la source: Il est bien connu en interférométrie que la cohérence temporelle de la source a un impact direct sur l'enveloppe de la fonction de transfert d'un interféromètre (95). Pour qu'il y ait interférence, il est nécessaire que les deux faisceaux qui interfèrent soient cohérents. Dans le cas présent, les deux faisceaux qui interfèrent sont les deux faisceaux parcourant la bobine de fibre optique en sens opposés. Lorsque le courant est nul, le parcours suivi par ces deux faisceaux est exactement de même longueur et ceux-ci sont alors pleinement cohérents. Lorsque la valeur absolue du courant est non-nulle, les

composantes circulaires de l'état de polarisation des faisceaux mettent un temps différent pour parcourir la bobine à cause de l'effet Faraday. Plus la valeur absolue du courant est grande, moins les faisceaux sont cohérents et plus l'enveloppe de la fonction de transfert diminue. À la limite, ils ont complètement perdu leur cohérence et la fonction de transfert est alors une ligne horizontale.

Qualité du bobinage de la bobine de fibre optique: On peut finalement soupçonner la qualité du bobinage de la bobine de fibre optique. Si la fibre constituant la bobine est stressée mécaniquement, il est possible qu'il existe certains points de couplage d'énergie entre les états de polarisation de la fibre constituant la bobine. La fonction de transfert totale résultante est alors une superposition de fonctions de transfert différentes. Le seul moment où toutes ces fonctions de transfert sont identiques est lorsque le courant à mesurer est nul. Au fur et à mesure que la valeur absolue du courant augmente, ces fonctions de transfert se différencient et leur somme conduit à une diminution de l'enveloppe de la fonction de transfert totale résultante.

La connaissance de la diminution d'enveloppe est importante. En effet, par la fonction de transfert théorique de l'équation (2-6), on aurait pu croire qu'en raison du caractère périodique de la fonction de transfert, la dynamique du capteur est infinie. Cependant, la diminution de l'enveloppe, causée par la combinaison de facteurs précédemment cités, amène un facteur limitatif.

Au niveau de la dépolarisation, il est bien connu que plus la largeur spectrale $\Delta\lambda_{FWHM}$ de la source employée est grande, meilleure est la dépolarisation. Or, plus cette même largeur spectrale est grande, plus les facteurs pouvant affecter l'amplitude de l'enveloppe de la fonction de transfert sont prédominants. Dans la conception d'un appareil de mesure optique du courant, il y aura donc un compromis à faire entre la dépolarisation et la dynamique.

2.3 Sensibilité aux perturbations du milieu

La sensibilité aux vibrations mécaniques du capteur interférométrique à boucle dépolarisée est d'abord traitée. Ensuite, l'influence des variations de température et des variations de la longueur d'onde de la lumière est discutée. Finalement, puisque le capteur interférométrique à boucle dépolarisée peut aussi être utilisé pour la mesure gyroscopique (63), l'influence de l'effet Sagnac est abordée.

2.3.1 Vibrations mécaniques

Il est bien connu que les vibrations mécaniques peuvent induire des effets parasites considérables dans les capteurs optiques (546). Une biréfringence qui varie en fonction des stress mécaniques subis par la fibre et le couplage d'énergie entre les modes propres de propagation constituent les principaux effets parasites.

Afin d'avoir un capteur relativement insensible aux vibrations mécaniques, il suffit d'utiliser une fibre optique dont les modes propres ont des vitesses de propagation les plus différentes possibles (307). Les modes ayant ainsi une fréquence spatiale différente, il devient difficile de coupler de l'énergie d'un mode à l'autre par vibrations mécaniques. Ceci veut également dire qu'on doit utiliser une fibre à haute biréfringence. La biréfringence alors induite par les vibrations mécaniques devient négligeable devant la biréfringence intrinsèque de la fibre (488). Notons que les gyroscopes interférométriques à fibre optique (interferometric fiber optic gyroscope ou I-FOG) les plus performants emploient une fibre à haute biréfringence linéaire pour cette raison.

Dans le cas de la mesure optique du courant, il est relativement difficile de quantifier la biréfringence de la fibre de type "Spun Hi-Bi". Ceci est dû au fait que les modes propres de polarisation de cette fibre varient tout au long du parcours de la lumière. Plus précisément, les modes propres de cette fibre sont elliptiques dans un repère tournant selon le pas de

torsion L_t de la fibre. On peut toutefois approximer la biréfringence elliptique de cette fibre en assumant que les modes sont quasi-circulaires. On peut ainsi montrer que la longueur de battement elliptique L_p', associée à la biréfringence elliptique, est liée à la longueur de battement avant tournage L_p de la préforme et au pas de torsion L_t par la relation suivante:

$$L_p' = \frac{L_p}{\sqrt{1+\left(\frac{2L_p}{L_t}\right)^2} - \frac{2L_p}{L_t}}. \tag{2-8}$$

Cette relation est équivalente à l'équation (9) de (362).

Dans le choix de la préforme qui servira à fabriquer la bobine de fibre "Spun Hi-Bi" d'un capteur optique de courant, on souhaitera utiliser une préforme dont la longueur de battement avant tournage L_p est minimale (biréfringence maximale). Ceci permet de minimiser la sensibilité du capteur aux vibrations mécaniques. Toutefois, ce choix est désavantageux en ce qui concerne la sensibilité au courant électrique. En effet, pour un même pas de torsion L_t, plus la longueur de battement avant tournage L_p est faible, plus le facteur de sensibilité S est faible. Ainsi, pour conserver une sensibilité au courant acceptable tout en étant relativement insensible aux vibrations mécaniques, il faudra diminuer le pas de torsion L_t en fonction de la longueur de battement avant tournage L_p de la préforme. On devra alors augmenter la vitesse de rotation de la préforme lors de son étirage.

Il n'y a pas que la bobine de fibre optique qui soit susceptible d'être influencée par les vibrations mécaniques. Les sections de fibre reliant le coupleur 2×2 à la bobine peuvent également subir l'effet des perturbations. Cependant, l'inclusion d'un pseudo-dépolariseur a la propriété de garantir qu'exactement la moitié de l'énergie optique suit un parcours réciproque et ce, peu importe l'effet des vibrations mécaniques dans les sections de fibre reliant le coupleur 2×2 à la bobine. Le capteur est ainsi insensible à ces perturbations. L'annexe VII contient une démonstration mathématique de cette affirmation.

Cette démonstration repose sur l'hypothèse de réciprocité. Elle n'est cependant pas valide lorsque la durée des perturbations est du même ordre de grandeur que le temps de transit de la lumière dans la boucle du capteur. Il est même possible d'employer la non-réciprocité des perturbations rapides pour générer des impulsions optiques de courte durée (138). Pour une boucle de 100 m de fibre optique, le temps de transit est de l'ordre de 500 ns. Ainsi, des vibrations de l'ordre de 1MHz sont susceptibles d'affecter la réponse du capteur. La sensibilité à ces perturbations devrait être maximale près du site d'interférence (le coupleur 2×2) et minimale à mi-chemin dans la boucle de l'interféromètre. Il faudra donc limiter la bande passante à l'entrée d'un éventuel circuit de traitement de signal afin de diminuer l'effet de ces perturbations non-réciproques.

Il est important de mentionner que la robustesse aux vibrations mécaniques dépend du fait que le pseudo-dépolariseur soit situé dans la boucle de l'interféromètre. Le comportement

obtenu serait fort différent si le pseudo-dépolariseur était situé hors de la boucle et ne servait qu'à dépolariser la lumière injectée dans l'interféromètre. Une démonstration mathématique de cette affirmation se trouve à l'annexe VIII.

Jusqu'à présent, l'effet des vibrations mécaniques sur la bobine de fibre "Spun Hi-Bi" et sur les sections de fibre reliant cette dernière au coupleur 2×2 a été discuté. Il peut également y avoir un effet sur les fibres qui transportent la puissance optique du circuit laser au capteur et du capteur au circuit photodétecteur. Dans ces fibres, en contraste avec la boucle du capteur qui encode l'information sous forme de phases relatives, l'information est encodée en intensité optique. Ces fibres pouvant avoir une longueur de l'ordre du kilomètre, les perturbations mécaniques qu'elles subissent peuvent amener une variation significative des pertes de puissance optique. Il faudra donc que la stratégie employée pour exploiter ce capteur soit indépendante des variations des pertes de puissance optique.

Soulignons que ces fibres de transport de l'information sont monomodes. Elles sont beaucoup moins susceptibles de subir une variation des pertes de puissance optique que les fibres multimodes habituellement employées pour les capteurs polarimétriques "bulk". Ceci est dû au fait que pour une fibre multimode, les modes supérieurs sont facilement évacués de la fibre par une perturbation mécanique (738,739).

2.3.2 Variations de température

Il est bien connu que la constante de Verdet des matériaux utilisés pour la mesure optique du courant est fonction de la température. Plusieurs documents traitent de cette question (136, 137, 694). Pour les fibres optiques, on peut s'attendre à ce que la variation de la constante de Verdet en fonction de la température soit de l'ordre de 0,01%/°C (150). Ceci signifie qu'un capteur optique de courant conçu pour mesurer sur une plage de température allant de -50°C à +50°C verra sa constante de Verdet, et par le fait même sa sensibilité, subir une variation de l'ordre de 1%. L'ordre de grandeur de cette variation est comparable à l'erreur de mesure acceptable pour un appareil de mesure du courant dans les réseaux de transport d'énergie électrique. Il faudra donc en tenir compte dans la stratégie de traitement de signal.

En plus des variations de la constante de Verdet en fonction de la température, la biréfringence linéaire $\Delta\beta$ d'une fibre optique est également dépendante de la température. Mathématiquement, la biréfringence $\Delta\beta$ d'une fibre optique peut s'exprimer en fonction de la température T ainsi:

$$\Delta\beta(T)=\Delta\beta(T_0)(1+\alpha(T-T_0)), \qquad (2\text{-}9)$$

T_0 étant une température de référence et α étant le coefficient thermique de la biréfringence $\Delta\beta$ (507). Ainsi, puisque le facteur de sensibilité S dépend de la biréfringence $\Delta\beta$, on peut

s'attendre à avoir une sensibilité aux variations de température qui s'ajoute à la variation de la constante de Verdet.

Le phénomène est plus marqué pour les fibres dont la biréfringence provient de l'existence de zones de stress telles les fibres de type "Bow-Tie" ou "Panda" (488). Ceci vient du fait que les zones de stress sont constituées de matériaux dont le coefficient d'expansion thermique est différent de celui du reste de la fibre. On préviligiera donc une préforme dont la biréfringence provient de la géométrie de son coeur pour fabriquer la fibre "Spun Hi-Bi" qui constituera la bobine du capteur. Un exemple d'une telle préforme est une préforme à coeur elliptique.

Notons finalement que Qian et al. ont montré que l'utilisation d'une source de puissance optique dont le spectre est relativement large (dont la cohérence longitudinale est relativement faible) aide à désensibiliser le capteur par rapport à sa variation de biréfringence en fonction de la température (507). Quoiqu'il en soit, que la sensibilité en température du capteur provienne de la variation de sa constante de Verdet ou de la variation de la biréfringence, la stratégie de traitement de signal utilisée devra tenir compte du comportement du capteur en fonction de la température.

Les variations de la longueur d'onde de la source peuvent également apporter une variation de la sensibilité du capteur. C'est le sujet de la prochaine section.

2.3.3 Variations de la longueur d'onde de la lumière utilisée

À la section 2.2.3, un effet de la longueur d'onde de la lumière sur les performances du capteur a déjà été vu. La dispersion en longueur d'onde de l'effet Faraday est l'un des facteurs pouvant affecter l'enveloppe de la fonction de transfert du capteur en fonction de la valeur absolue de la force magnétomotrice mesurée.

En plus de cet effet, la longueur d'onde centrale λ_0 associée à la fréquence f_0 du spectre de la source peut varier d'une diode à l'autre. Par exemple, pour une diode laser de type LT-023, le manufacturier spécifie que la longueur d'onde λ_0 peut se situer entre 770 nm et 795 nm (584). L'effet Faraday étant inversement proportionnel au carré de la longueur d'onde (362), un même capteur sera environ 7% plus sensible au courant lorsqu'utilisé avec une source à 770 nm plutôt qu'à 795 nm.

S'ajoutant à une différence de λ_0 d'une source à l'autre pour deux échantillons d'un même type de diode laser, la longueur d'onde λ_0 peut également varier au cours de la vie d'une diode. Le vieillissement de la diode peut amener une variation de λ_0. Toutefois, ce phénomène est habituellement observé sur des périodes de l'ordre d'une année.

Une variation plus rapide de λ_0 est observée en fonction de la température d'opération de la diode laser. En effet, plus la température d'opération est élevée, plus la longueur d'onde

λ_0 est longue. Ainsi, à l'allumage, la longueur d'onde λ_0 de la diode est plus courte qu'au bout de quelques minutes, lorsqu'elle a atteint sa température d'opération. Pour cette raison, il est courant d'utiliser des modules à effet Peltier pour contrôler avec précision la température de la diode. Cependant, si la stratégie de traitement de signal compense pour les variations de longueur d'onde de la source, un tel contrôle de température est inutile.

La prochaine section traite du dernier élément de perturbation pour le capteur: l'effet Sagnac.

2.3.4 Effet Sagnac

Dans certaines applications, le capteur optique de courant peut subir une rotation selon l'axe longitudinal de sa bobine de fibre optique. La vitesse de la lumière étant une constante, celle-ci prend un temps différent pour parcourir la bobine dans le sens de la rotation ou dans le sens inverse de la rotation. Ainsi, les faisceaux contre-propagatifs présentent un déphasage $\Delta\phi$ l'un par rapport à l'autre lors de leur arrivée au site d'interférence tel que:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi LD}{\lambda c} \cdot \Omega, \qquad (2\text{-}10)$$

où L est la longueur de la fibre, D est le diamètre de la bobine, λ est la longueur d'onde de la lumière dans le vide, c est la vitesse de la lumière dans le vide et Ω est le taux de rotation de la bobine (374).

En transport d'énergie électrique, les capteurs sont généralement immobiles. Toutefois, si l'on devait, par exemple, appliquer le capteur optique de courant dans le domaine de l'aviation, l'effet Sagnac serait détecté par le capteur optique de courant chaque fois qu'un mouvement de rotation possède une composante parallèle à l'axe longitudinal de la bobine du capteur. Ce serait un effet parasite.

À partir de la fonction de transfert générale donnée à l'équation (2-1) et considérant le cas particulier où la lumière injectée dans le capteur n'est pas polarisée, il est possible de montrer que la fonction de transfert obtenue en présence d'un effet Sagnac amenant un déphasage $\Delta\phi$ entre les faisceaux contre-propagatifs se résume à:

$$P_s = \frac{P_e}{4}|K|^2(2-\cos(\Delta\phi)\mathrm{Re}(P^*R+QS)), \tag{2-11}$$

où les variables P, Q, R et S sont fonction de la nature de la bobine de fibre optique. On constate ainsi que l'effet Sagnac ne vient que moduler la visibilité de l'interféromètre:

$$V = \frac{P_{s\max} - P_{s\,\min}}{P_{s\,\max} + P_{s\,\min}} = \frac{\cos(\Delta\phi)}{2}. \tag{2-12}$$

Si on ne polarise pas la lumière injectée dans le capteur et si on utilise un traitement de signal indépendant de la visibilité de l'inteféromètre, l'effet Sagnac, s'il existe, n'apporte aucun problème majeur.

CHAPITRE III

CONCEPTION ET ESSAI DU PREMIER PROTOTYPE DE LABORATOIRE

Divers éléments susceptibles de perturber le capteur interférométrique à boucle dépolarisée ont été discutés au chapitre précédent. Particulièrement, la robustesse aux vibrations mécaniques situées de part et d'autre du site d'interférence a été démontrée mathématiquement. C'est cette robustesse qui rend le capteur particulièrement intéressant.

Néanmoins, le capteur interférométrique à boucle dépolarisée ne peut être utilisé sans modification pour le domaine du transport de l'énergie électrique. Étant basé sur l'interféromètre en anneau, il possède deux principales lacunes:

- sa fonction de transfert étant symétrique par rapport à l'origine, il ne permet pas de discerner la polarité du courant mesuré;
- sa fonction de transfert étant cosinusoïdale, le capteur présente une sensibilité au courant qui est variable et qui est même nulle pour les valeurs de courant à mesurer $I(t)$ telles que $\mu VNI(t)=\pm n\frac{\pi}{2}$, $n = 0, 1, 2, ...$

Ces lacunes ont été démontrées théoriquement et expérimentalement (sections 2.2.2 et 2.2.3). Dans le présent chapitre, des stratégies d'application du capteur à la mesure du courant sont suggérées. Les stratégies traitées permettent de discerner la polarité du courant

mesuré. Puis, nous traiterons de la conception d'un premier prototype de laboratoire basé sur le capteur interférométrique à boucle dépolarisée. Ce capteur est finalement essayé.

3.1 Stratégies d'application du capteur à la mesure du courant

Comme il vient d'être mentionné, l'incapacité de discerner la polarité du courant et la sensibilité variable du capteur interférométrique à boucle dépolarisée sont les lacunes à combler pour l'appliquer au transport de l'énergie électrique. On tente ici, avec un minimum de modifications au capteur et, si requis, avec diverses approches de traitement de signal, de combler ces lacunes.

D'abord, l'utilisation d'un coupleur 3×3 comme site d'interférence est présentée. Puis, l'utilisation d'une bobine de polarisation continue est traitée. On termine par l'utilisation d'une bobine de modulation. C'est cette dernière stratégie qui est retenue.

3.1.1 Utilisation d'un coupleur 3×3

Dans le domaine de la mesure gyroscopique, l'interféromètre en anneau est employé pour exploiter l'effet Sagnac. La fonction de transfert d'un gyroscope interférométrique à fibre optique a une forme similaire à celle du capteur de courant faisant l'objet du travail actuel.

En employant comme site d'interférence un coupleur 3×3 au lieu d'un coupleur 2×2, Sheem a obtenu un gyroscope fournissant trois signaux dont les fonctions de transfert étaient déphasées de 120° (585). Combinant mathématiquement ces signaux, il est possible de produire deux signaux en quadrature qui permettent de déterminer le sens de rotation du gyroscope tout en ayant une sensibilité non-nulle pour toute vitesse de rotation.

Le capteur de courant à fibre optique étant également basé sur un interféromètre en anneau, on peut penser que l'utilisation d'un coupleur 3×3 au lieu d'un coupleur 2×2 permet, comme dans le cas de la mesure gyroscopique, d'obtenir trois signaux dont les fonctions de transfert sont déphasées de 120°. C'est ce qui a poussé Van Neste, Belleville et Caron à expérimenter cette avenue (674). Ceux-ci ont essayé les deux montages illustrés à la figure 3.1.

D'abord, à la figure 3.1 a), on retrouve le capteur interférométrique à boucle dépolarisée dont le site d'interférence est un coupleur 3×3 au lieu d'un coupleur 2×2. Le coupleur 2×2 présent dans le montage n'est utilisé que pour injecter la puissance optique P_e dans la branche centrale tout en recueillant la puissance optique P_{s2}. En supposant un effet similaire à la mesure gyroscopique, les fonctions de transfert anticipées sont illustrées à la figure 3.2.

La fonction de transfert de la puissance optique de sortie P_{s2} s'est avérée correspondre à ce qui était anticipé. Toutefois, les fonctions de transfert des puissances optiques de sortie des

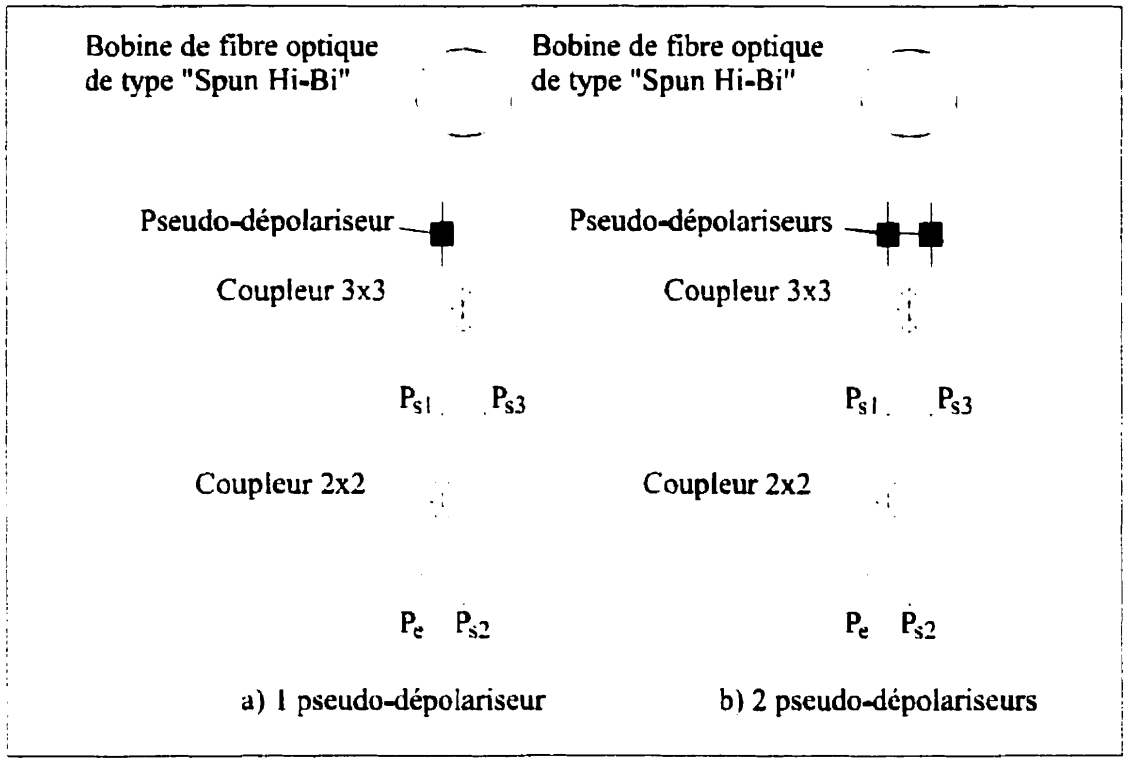


Figure 3.1 Configurations expérimentées avec coupleur 3×3

branches latérales P_{s1} et P_{s3} ont manifesté une grande sensibilité aux perturbations mécaniques. En manipulant certaines parties du montage, il était même possible de les interchanger. Particulièrement, ces fonctions de transfert étaient sensibles à la manipulation de la section de fibre optique reliant le coupleur 2×2 au coupleur 3×3. Ceci laisse croire que le comportement de cette configuration est dépendant de l'état de polarisation de la lumière qu'on y injecte. Ainsi, le montage de la figure 3.1 b) fut essayé.

La seule différence entre la figure 3.1 a) et la figure 3.1 b) est l'ajout d'un deuxième pseudo-dépolariseur dans la boucle de l'interféromètre, dans la branche opposée à celle du

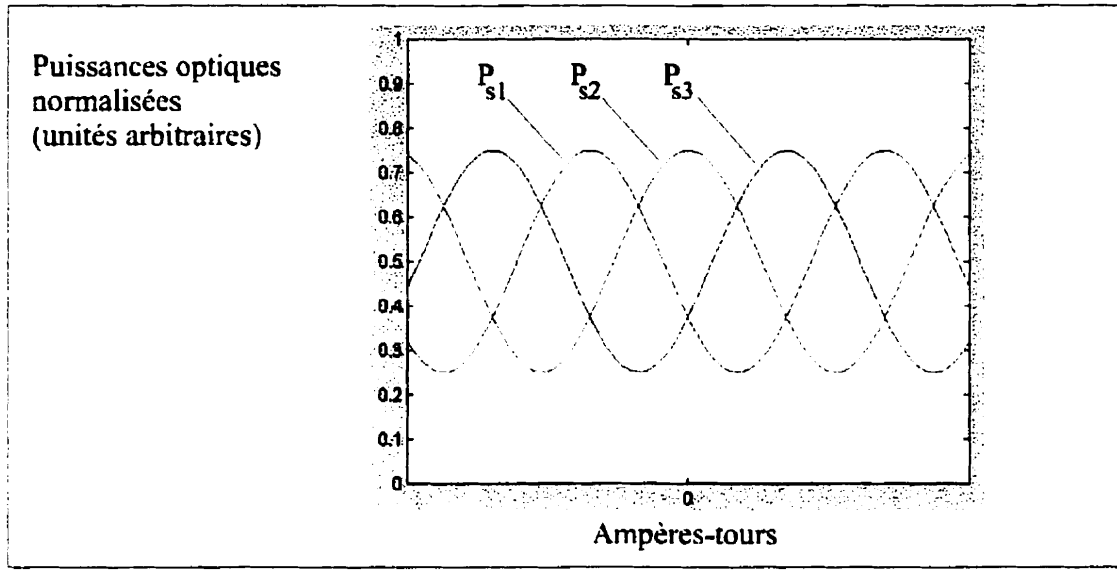


Figure 3.2 Fonctions de transfert anticipées

premier pseudo-dépolariseur. Avec cette configuration, la sensibilité du capteur aux perturbations mécaniques est disparue, même au niveau de la section de fibre reliant le coupleur 2×2 au coupleur 3×3.

Cependant, les fonctions de transfert des puissances optiques des branches latérales P_{s1} et P_{s3} sont identiques et symétriques par rapport au zéro de courant mesuré. Ces signaux ont même une sensibilité nulle au courant mesuré pour les mêmes valeurs de courant que le signal de la branche centrale. La figure 3.3 illustre les fonctions de transfert obtenues. Contrairement à la mesure gyroscopique, il n'y a aucun avantage à utiliser un coupleur 3×3 au lieu d'un coupleur 2×2 comme site d'interférence. L'annexe IX contient une explication mathématique de ce comportement.

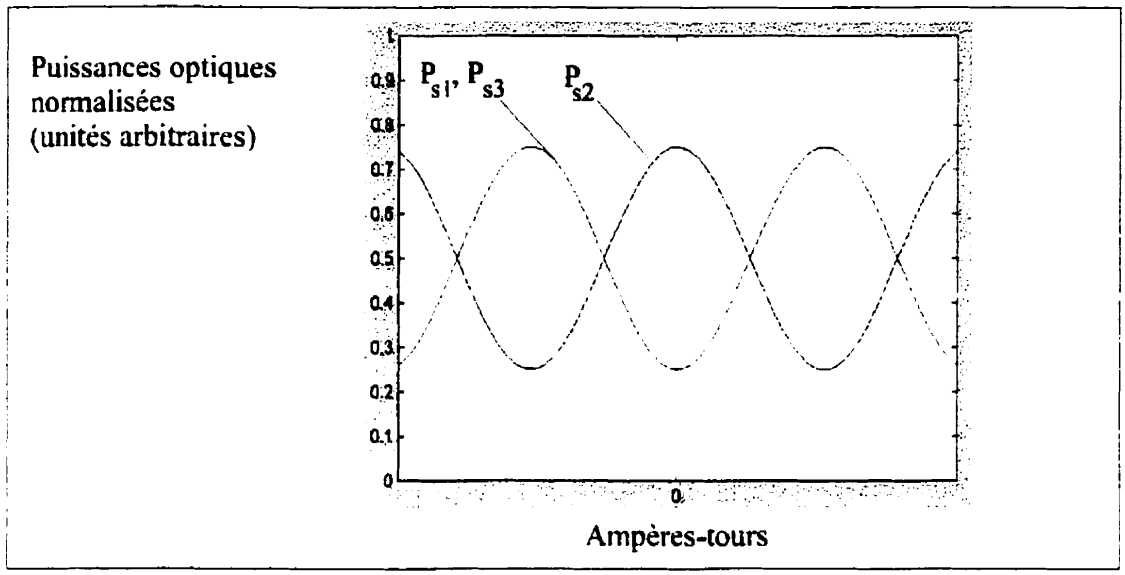


Figure 3.3 Fonctions de transfert obtenues avec le montage de la figure 3.1 b)

En août 1994, Rochford et al. ont publié un article expliquant le phénomène que nous venons de traiter (533). Leur conclusion est la même que celle qui a été obtenue indépendemmant dans le cadre du présent travail: contrairement à la mesure gyroscopique, l'utilisation d'un coupleur 3×3 comme site d'interférence au lieu d'un coupleur 2×2 n'amène aucun avantage pour la mesure du courant. Il est donc requis de trouver une autre façon d'exploiter le capteur interférométrique à boucle dépolarisée pour la mesure du courant électrique.

3.1.2 Utilisation d'une bobine de polarisation continue

Dans la section précédente, le but visé par l'utilisation d'un coupleur 3×3 au lieu d'un coupleur 2×2 comme site d'interférence était l'obtention de fonctions de transfert qui, lorsque combinées, permettent une démodulation en quadrature du courant. Bassett et al.

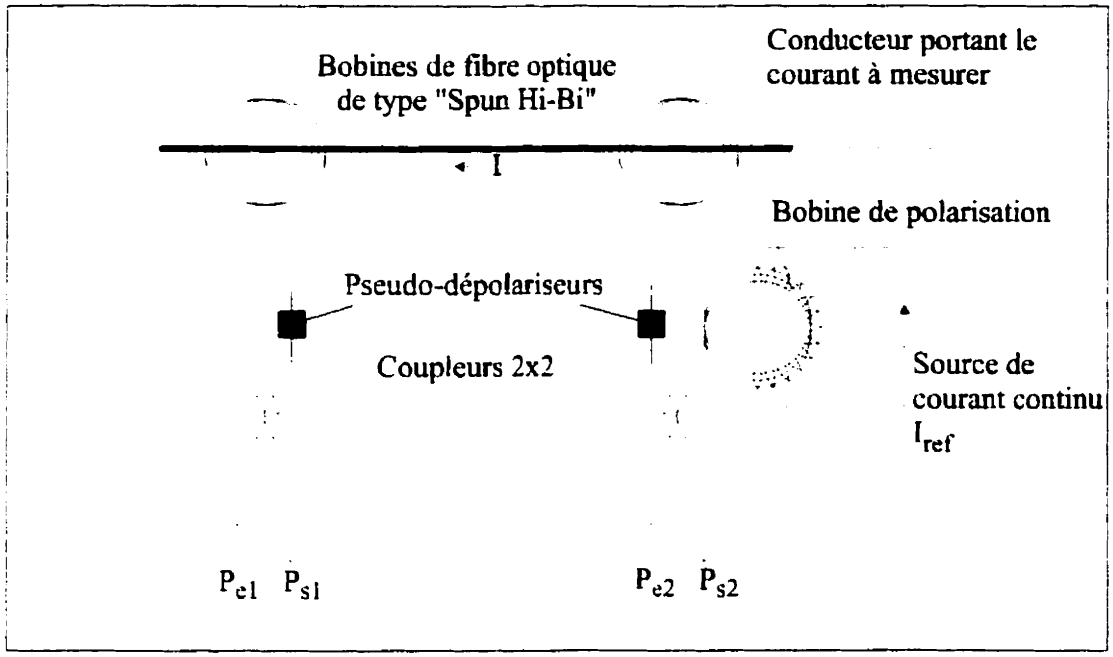


Figure 3.4 Tandem d'interféromètres

ont montré qu'il est possible d'obtenir des fonctions de transfert en quadrature en utilisant un tandem d'interféromètres (37). Van Neste et al. ont repris cette idée pour l'appliquer au capteur interférométrique à boucle dépolarisée. La figure 3.4 illustre cette configuration.

Le tandem est constitué de deux capteurs interférométriques à boucle dépolarisée qui sont traversés par le même courant à mesurer $I(t)$. Ces deux capteurs sont identiques à l'exception que l'un d'eux possède une bobine de fibre optique de type "Spun Hi-Bi" supplémentaire. Cette deuxième bobine est la bobine de polarisation.

Un conducteur de cuivre, parcouru par un courant de référence I_{ref} est enroulé autour de la bobine de polarisation. Les fonctions de transfert des puissances optiques de sortie P_{s1} et P_{s2} sont:

$$\begin{aligned} P_{s1} &= \frac{P_{e1}}{4}(2-\cos(2\mu VS_1N_1I(t))), \\ P_{s2} &= \frac{P_{e2}}{4}(2-\cos(2\mu V(S_2N_2I(t)+S_{pol}N_{pol}N_{cu}I_{ref}))), \end{aligned} \tag{3-1}$$

où $P_{e1,2}$ sont les puissances optiques injectées dans chacun des deux interféromètres, $S_{1,2}$ sont les facteurs de sensibilité des deux bobines de mesure du courant $I(t)$ et $N_{1,2}$ sont le nombre de tours de fibre optique de chaque bobine de mesure. S_{pol} et N_{pol} sont respectivement le facteur de sensibilité et le nombre de tours de fibre de la bobine de polarisation. N_{cu} est le nombre de tours de conducteur enroulés sur la bobine de polarisation.

Idéalement, la puissance injectée dans les deux interféromètres, le nombre de tours et le facteur de sensibilité des deux bobines de mesure sont les mêmes ($P_{e1} = P_{e2} = P_e$, $N_1 = N_2 = N$, $S_1 = S_2 = S$). Également, il est possible de choisir N_{pol}, N_{cu} et I_{ref} pour que:

$$2\mu VS_{pol}N_{pol}N_{cu}I_{ref} = -\frac{\pi}{2}. \tag{3-2}$$

Alors, les fonction de transfert des puissances de sorties deviennent:

$$P_{s1}=\frac{P_e}{4}(2-\cos(2\mu VSNI(t))),$$
$$P_{s2}=\frac{P_e}{4}\left(2-\cos\left(2\mu VSNI(t)-\frac{\pi}{2}\right)\right)=\frac{P_e}{4}(2-\sin(2\mu VSNI(t))). \tag{3-3}$$

Nous avons maintenant deux signaux en quadrature. Il est possible de connaître le courant à mesurer en effectuant le traitement mathématique suivant sur les signaux P_{s1} et P_{s2}:

$$\frac{1}{2\mu VSN}\arctan\left(\frac{P_{s2}-\frac{P_e}{2}}{P_{s1}-\frac{P_e}{2}}\right)=I(t). \tag{3-4}$$

La fonction tangente n'étant pas injective, l'application directe du traitement mathématique de l'équation (3-4) se limite à la branche principale de la relation inverse arctangente. Ainsi, le courant à mesurer $I(t)$ est borné par:

$$-\frac{\pi}{2}\leq 2\mu VSNI(t)\leq\frac{\pi}{2}. \tag{3-5}$$

Au-delà de cette limite, la mesure du courant $I(t)$ est ambiguë. Il est toutefois possible, par l'observation dans le temps des signaux P_{s1} et P_{s2}, de compter les quadrants franchis par le terme $2\mu VSNI(t)$. C'est la démodulation en quadrature. On peut également employer la technique mise au point par Park puisque les signaux constituant le quotient de l'argument

de la fonction arctangente sont comparables aux signaux en quadrature obtenus d'un signal modulé en phase ou en fréquence (483).

L'utilisation de la bobine de polarisation continue est cependant difficile à mettre en pratique. La précision de la mesure dépend de la connaissance de la puissance injectée P_e. Ceci implique un contrôle précis de la diode laser. Il n'est également pas évident de connaître avec précision cette puissance si la distance qui sépare le circuit laser du tandem d'interféromètres est de l'ordre du kilomètre. De plus, les problèmes de sensibilité aux variations de température et de longueur d'onde demeurent entiers.

La prochaine section décrit l'utilisation d'une bobine de modulation. Cette technique constitue une meilleure utilisation de l'ajout d'une seconde bobine dans l'interféromètre.

3.1.3 Utilisation d'une bobine de modulation

L'utilisation d'une bobine de modulation exploite la non-linéarité de la fonction de transfert du capteur interférométrique à boucle dépolarisée. Cette technique est inspirée des travaux effectués dans le domaine de la mesure gyroscopique comme, par exemple, les techniques décrites par Böhm et Petermann (64). Contrairement à l'utilisation d'une bobine de polarisation continue, cette technique ne nécessite qu'un seul interféromètre, lequel

interféromètre doit comporter une bobine de polarisation comme le deuxième interféromètre illustré à la figure 3.4.

Au lieu d'être continu, le courant $I_{ref}(t)$ est alternatif, d'amplitude I_{max} et de fréquence f_m. Ainsi, il est décrit par l'équation suivante:

$$I_{ref}(t) = I_{\max}\sin(\omega_m t + \phi_m), \tag{3-6}$$

où t est le temps, $\omega_m = 2\pi f_m$ est la fréquence angulaire et ϕ_m est la phase de modulation. C'est pourquoi la bobine de polarisation est maintenant appelée bobine de modulation. La fonction de transfert de la puissance de sortie P_s d'un tel interféromètre est donnée par:

$$P_s = \frac{P_e}{4}(2 - \cos(2\mu VS(NI(t) + N_m N_{cu} I_{\max}\sin(\omega_m t + \phi_m)))), \tag{3-7}$$

où N_m est le nombre de tours de fibre optique de la bobine de modulation et où nous avons considéré que cette bobine et la bobine de mesure ont le même facteur de sensibilité S. Posant $A = 2\mu VSN_m N_{cu} I_{max}$, l'équation (3-7) peut se décomposer, par série de Fourier, en termes de fonctions de Bessel $J_n(A)$ (297):

$$\begin{aligned} P_s(t) = \frac{P_e}{4}(2 - J_0(A) - 2\cos(2\mu VSNI(t))\sum_{j=1}^{\infty} J_{2j}(A)\cos(2j(\omega_m t + \phi_m)) \\ + 2\sin(2\mu VSNI(t))\sum_{j=1}^{\infty} J_{2j-1}(A)\sin((2j-1)(\omega_m t + \phi_m))). \end{aligned} \tag{3-8}$$

Le paramètre A est donc similaire à l'indice de modulation d'un signal modulé en phase ou en fréquence. On voit aussi que l'amplitude des harmoniques impaires de ω_m est proportionnelle au sinus de $2\mu VSNI(t)$ tandis que l'amplitude des harmoniques paires est proportionnelle au cosinus de $2\mu VSNI(t)$. Par diverses techniques telles la démodulation synchrone ou la FFT, il est possible d'extraire du signal $P_s(t)$ l'amplitude des deux premières harmoniques. Soit $y_1(t)$ le signal représentant l'amplitude de la première harmonique et $x_2(t)$ celui représentant l'amplitude de la deuxième harmonique. On a:

$$\begin{aligned} y_1(t) &= \frac{P_e}{2} \mathrm{J}_1(A)\sin(2\mu VSNI(t)). \\ x_2(t) &= \frac{P_e}{2} \mathrm{J}_2(A)\cos(2\mu VSNI(t)). \end{aligned} \tag{3-9}$$

Nous pouvons maintenant trouver le courant $I(t)$ en effectuant le traitement mathématique suivant sur les signaux $y_1(t)$ et $x_2(t)$:

$$\frac{1}{2\mu VSN}\arctan\left(\frac{\mathrm{J}_2(A)y_1(t)}{J_1(A)x_2(t)}\right) = I(t). \tag{3-10}$$

Comme c'était le cas avec l'utilisation de la bobine de polarisation continue, l'application directe du traitement mathématique de l'équation (3-10) se limite à la branche principale de la relation inverse arctangente. Également, il est possible d'étendre la bande dynamique en comptant les quadrants franchis par le terme $2\mu VSNI(t)$ en observant dans le temps les signaux $y_1(t)$ et $x_2(t)$.

Les avantages de l'utilisation d'une bobine de modulation par rapport à l'utilisation d'une bobine de polarisation continue sont multiples. Premièrement, un seul interféromètre est requis, ce qui constitue déjà une réduction importante de la complexité du capteur.

Deuxièmement, cette stratégie de traitement de signal est indépendante de la puissance optique injectée P_e. En effet, la mesure dépend seulement du rapport entre deux signaux proportionnels à P_e. La connaissance précise de P_e n'est pas utile à la mesure. Ainsi, une dérive de l'amplitude de P_e ou une variation des pertes optiques dans les sections de fibre optique reliant le circuit laser ou le circuit photodétecteur au capteur n'influence en rien la mesure de $I(t)$. Notre seul soucis concernant P_e consistera à faire en sorte que son amplitude maximise le rapport signal sur bruit de la puissance optique $P_s(t)$.

Troisièmement, il devient réalisable de désensibiliser le capteur par rapport aux variations de température et de longueur d'onde par un contrôle du courant $I_{ref}(t)$. Pour ce faire, il suffit d'observer des harmoniques supplémentaires qui contiennent une information redondante par rapport aux deux premières harmoniques. Par exemple, considérons $y_3(t)$, le signal correspondant à l'amplitude de la troisième harmonique:

$$y_3(t) = \frac{P_e}{4} \mathrm{J}_3(A) \sin(2\mu VSNI(t)). \tag{3-11}$$

Considérons également le rapport $y_1(t)$ sur $y_3(t)$:

$$\frac{y_1(t)}{y_3(t)}=\frac{\mathrm{J}_1(A)}{\mathrm{J}_3(A)}. \tag{3-12}$$

Le facteur de sensibilité S est dépendant de la température tandis que la constante de Verdet V est à la fois dépendante de la température et de la longueur d'onde. L'indice de modulation A est, quant à lui, dépendant du facteur de sensibilité S et de la constante de Verdet V. Ainsi, pour un courant $I_{ref}(t)$ connu et d'amplitude constante, une variation de température ou de longueur d'onde amène également une variation du rapport donné à l'équation (3-12). Il est alors possible, par l'intermédiaire d'une table de calibration ou par un contrôle de $I_{ref}(t)$, de compenser l'effet des variations de température ou de longueur d'onde.

On peut également exploiter le signal $x_4(t)$ proportionnel à l'amplitude de la quatrième harmonique:

$$x_4(t)=\frac{P_e}{4}\mathrm{J}_4(A)\cos(2\mu VSNI(t)). \tag{3-13}$$

En utilisant une formule récursive, on aboutit à une mesure de l'indice de modulation (617):

$$A = \sqrt{\frac{24x_2(t)y_3(t)}{(x_2(t)+x_4(t))(y_1(t)+y_3(t))}}. \tag{3-14}$$

À nouveau, une variation de température ou de longueur d'onde amenant une variation de l'indice de modulation A pour un courant $I_{ref}(t)$ d'amplitude connue et constante, on peut compenser la mesure du courant $I(t)$.

De plus, nous nous devons de mentionner que toutes les techniques présentées dans le présent chapitre permettent la mesure du courant continu. En effet, aucune pièce magnétique n'est susceptible de souffrir de saturation et les stratégies présentées sont intrinsèquement compatibles avec la mesure du courant continu. Pour ses qualités supplémentaires de compensation des variations de température et de longueur d'onde, l'utilisation de la bobine de modulation est choisie pour la conception du premier prototype de laboratoire.

3.2 Conception du premier prototype de laboratoire

Dans les trois dernières sections, trois stratégies d'utilisation du capteur interférométrique à boucle dépolarisée ont été proposées. L'utilisation d'une bobine de modulation pour la construction du premier prototype de laboratoire a été retenue.

D'abord, le prototype construit est décrit, tant au niveau matériel que logiciel. Ensuite, les observations effectuées lors de l'essai du prototype dans deux configurations sont rapportées. La première configuration comporte une bobine de modulation située à proximité de la bobine de mesure. La deuxième, plus réaliste, utilise une bobine de modulation éloignée de la bobine de mesure par une section de fibre monomode ordinaire. Cette section permet de simuler la section de fibre présente dans un éventuel isolateur pour l'application au niveau des réseaux de transport d'énergie électrique. Le comportement observé lors de l'essai avec bobine de modulation éloignée sera expliqué.

3.2.1 Partie matérielle

La figure 3.5 de la page suivante illustre schématiquement le prototype de laboratoire. La partie matérielle du prototype de laboratoire comporte deux parties principales: la partie optique et la partie électronique. La partie optique est d'abord décrite.

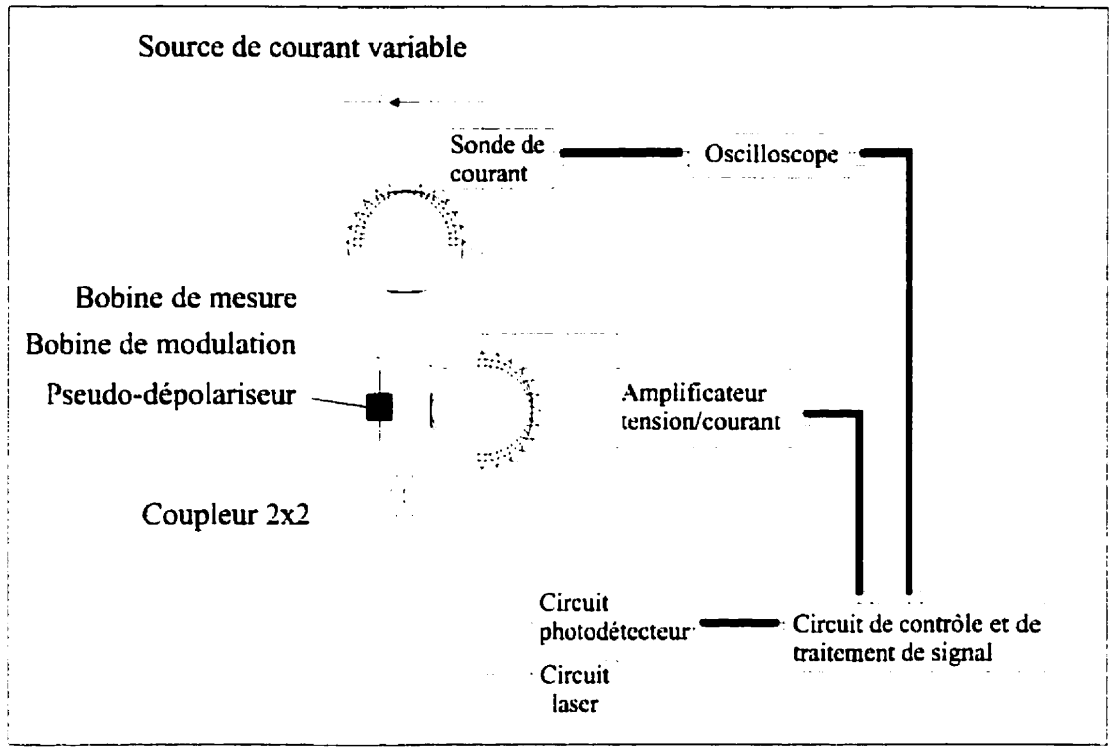


Figure 3.5 Prototype de laboratoire

Une lumière est émise par un circuit laser. Cette lumière est acheminée vers un interféromètre en anneau par l'entremise d'une fibre optique monomode. Le site d'interférence de cet interféromètre est un coupleur 2×2. Dans la boucle de l'interféromètre, on retrouve le pseudo-dépolariseur ayant servi à l'évidence expérimentale de la section 2.2.3.

Deux bobines sont présentes dans la boucle de l'interféromètre: la bobine de mesure et la bobine de modulation. La bobine de fibre optique de type "Spun Hi-Bi" utilisée à la section 2.2.3 sert ici de bobine de mesure. La bobine de modulation est constituée de 78 tours de fibre optique de type "Spun Hi-Bi" de même nature que la fibre de la bobine de mesure.

Le support de la bobine de modulation est identique à celui de la bobine de mesure. 500 tours de conducteur de cuivre sont bobinés sur la bobine de modulation.

En ce qui concerne la partie électronique, le circuit laser qui permet l'injection de la lumière dans l'interféromètre utilise une diode laser multimode Sharp LT-023. La longueur d'onde nominale de cette diode est de 780 nm.

Le circuit photodétecteur permet de convertir le signal lumineux provenant de la branche non-réciproque de l'interféromètre en anneau. Le signal lumineux est détecté par une diode de type PIN. Un amplificateur courant/tension à faible bruit produit une tension analogique proportionnelle au signal lumineux.

Le signal tension est acheminé au circuit de contrôle et de traitement de signal. Le schéma-bloc de ce circuit est donné à la figure 3.6 de la page suivante. Le circuit de contrôle et de traitement de signal est constitué de deux cartes. La première est une carte de traitement numérique de signaux conçue par la compagnie Analog Devices (ADSP2101 EZ-LAB). Il s'agit d'une carte de démonstration pour un microprocesseur spécialisé en traitement numérique de signaux, le ADSP2101. Ce microprocesseur permet d'effectuer des opérations à décimale fixe sur des nombres de 16 bits. Il possède une architecture de type Harvard. Son horloge de 16 MHz lui procure une puissance de calcul de 16 MIPS. Ce

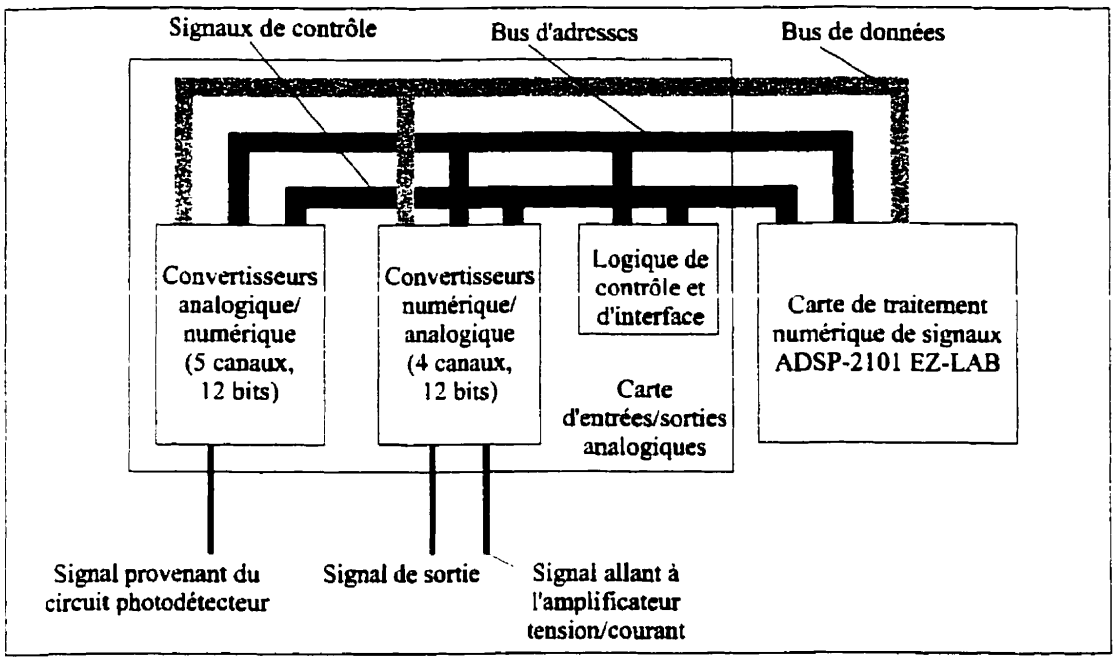


Figure 3.6 Circuit de contrôle et de traitement de signal

microprocesseur effectue tous les calculs nécessaires au fonctionnement du prototype. La partie logicielle traitera plus profondément de la tâche du microprocesseur.

La deuxième carte du circuit de contrôle et de traitement de signal est une carte d'entrée/sortie analogiques. Elle a été conçue pour permettre à la carte ADSP2101 EZ-LAB de communiquer avec le monde extérieur. Elle est constituée de cinq canaux d'entrée et de quatre canaux de sortie. La résolution de ces canaux est de 12 bits et chacun de ces canaux peut opérer à une vitesse allant jusqu'à 200 kiloéchantillons par seconde. C'est cette carte qui reçoit le signal tension en provenance du circuit photodétecteur. De plus, à partir des calculs effectués par le ADSP2101, elle permet de fournir une sinusoïde de modulation de

1 kHz à un amplificateur tension/courant (Techron modèle 7570) qui excite la bobine de modulation. Le gain de l'amplificateur est ajusté manuellement de façon à ce que l'indice de modulation A soit de 2,63 radians. Ce point d'opération, comme on le verra, simplifie le traitement de signal. Finalement, la carte d'entrée/sortie fournit un signal de sortie qui est proportionnel au courant à mesurer généré par la source de courant variable.

Le courant circulant dans la bobine de mesure est mesuré par une sonde de courant. Un oscilloscope permet de visualiser ce courant ainsi que le signal de sortie du circuit de contrôle et de traitement de signal.

Décrivons maintenant la partie logicielle. C'est dans cette partie que sont décrits les calculs effectués par le microprocesseur.

3.2.2 Partie logicielle

La partie logicielle concerne les calculs effectués par le microprocesseur de traitement numérique de signaux. À la section 3.1.3, la stratégie d'application qui emploie une bobine de modulation a été vue. C'est cette stratégie qui est ici réalisée. Décrivons-la en termes de système avant d'aborder la conception logicielle.

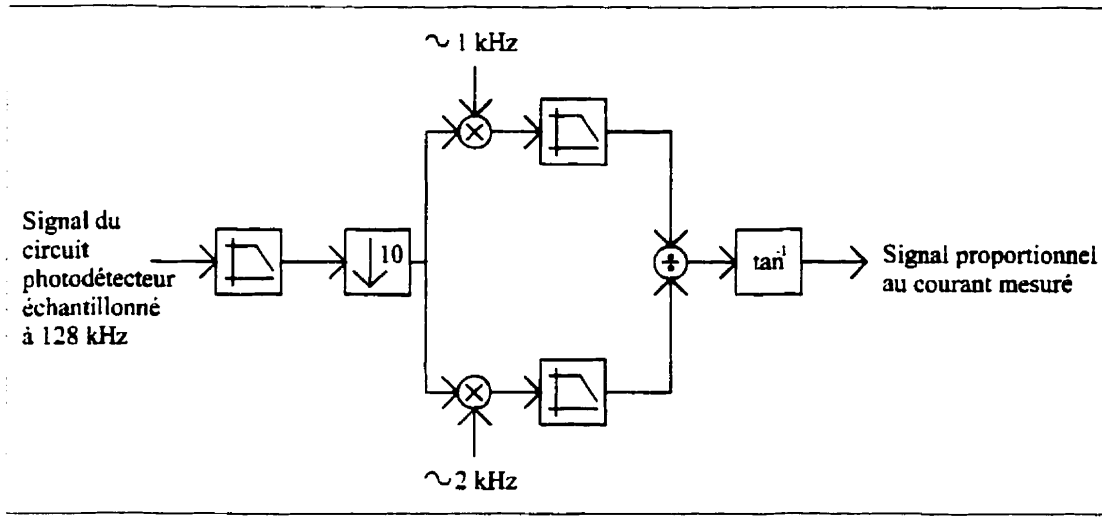


Figure 3.7 Traitement de signal effectué par le microprocesseur

La figure 3.7 illustre le traitement effectué sur le signal provenant du circuit photodétecteur. Ce signal, d'abord sur-échantillonné à 128 kiloéchantillons par seconde, est filtré par un filtre passe-bas de type FIR à 101 coefficients et dont la fréquence de coupure à -3dB est de 5 kHz. Le caractère non-récursif d'un filtre FIR permet de s'assurer de la stabilité du processus de filtrage. Après ce premier filtrage, le signal est décimé d'un facteur 10. La fréquence d'échantillonnage est alors de 12,8 kiloéchantillons par seconde. Le sur-échantillonnage, le filtrage passe-bas et la décimation permettent d'atténuer des composantes à haute fréquence qui ne respecteraient pas le critère de Nyquist.

Le signal prend alors deux chemins parallèles dans le but d'extraire des composantes en quadrature. Chaque chemin est une démodulation synchrone. D'abord, la multiplication du signal par une sinusoïde de 1 kHz permet de ramener la première composante harmonique

$y_1(t)$ en bande de base. Un filtre passe-bas de type FIR dont la fréquence de coupure à -3 dB est de 500 Hz permet d'éliminer la copie de la première composante harmonique qui se retrouve à 2 kHz ainsi que toutes les autres composantes harmoniques. Les coefficients de ce filtre sont les mêmes que ceux du filtre de décimation. Ceci permet d'économiser de l'espace mémoire lors de l'implantation du logiciel.

Le second chemin permet d'extraire la deuxième composante harmonique $x_2(t)$. Le signal est cette fois-ci multiplié par une sinusoïde à 2 kHz. Ici encore, un filtre passe-bas, identique à celui utilisé pour la première composante harmonique $y_1(t)$, permet d'éliminer la copie de $x_2(t)$ que l'on retrouve à 4 kHz et toutes les autres composantes harmoniques.

À la sortie des deux chemins parallèles, on retrouve les composantes harmoniques $y_1(t)$ et $x_2(t)$ qui sont conformes à l'équation (3-9). L'indice de modulation étant $A = 2{,}63$ radians, le point d'opération du système est tel que $J_1(A) \approx J_2(A)$. Ainsi, en divisant $y_1(t)$ et $x_2(t)$, on obtient directement:

$$\frac{y_1(t)}{x_2(t)} \approx \tan(2\mu VSNI(t)). \tag{3-15}$$

Il suffit ensuite de prendre l'arctangente du rapport $y_1(t)/x_2(t)$ pour obtenir un signal proportionnel au courant à mesurer $I(t)$.

L'implantation de ce système de traitement de signal sous forme logicielle est illustrée par l'ordinogramme de la figure 3.8. Cet ordinogramme se divise en deux parties: la boucle principale et la routine d'interruption IRQ1.

Au départ, la routine d'initialisation permet d'initialiser les variables, tables, tampons et pointeurs requis. Le masque d'interruptions est réglé de façon à ce que le microprocesseur accepte les interruptions externes IRQ1. On entre ensuite dans une boucle qui permet d'attendre que dix échantillons du signal du circuit photodétecteur soient reçus dans le tampon d'entrée.

La lecture des échantillons et leur sauvegarde dans le tampon d'entrée s'effectue dans la routine d'interruption IRQ1. La logique de contrôle et d'interface de la carte d'entrées/sorties analogiques comporte une horloge à 128 kHz qui gouverne l'acquisition des échantillons. Une interruption IRQ1 est générée chaque fois qu'un échantillon est prêt à être lu par le microprocesseur.

En entrant dans la routine d'interruption, le microprocesseur, à partir d'une table de sinus de 128 échantillons par cycle, transmet un échantillon de la sinusoïde de modulation au convertisseur numérique/analogique relié à l'amplificateur de modulation. Il lit ensuite l'échantillon du signal du circuit photodétecteur qui vient d'être acquis et le sauvegarde dans

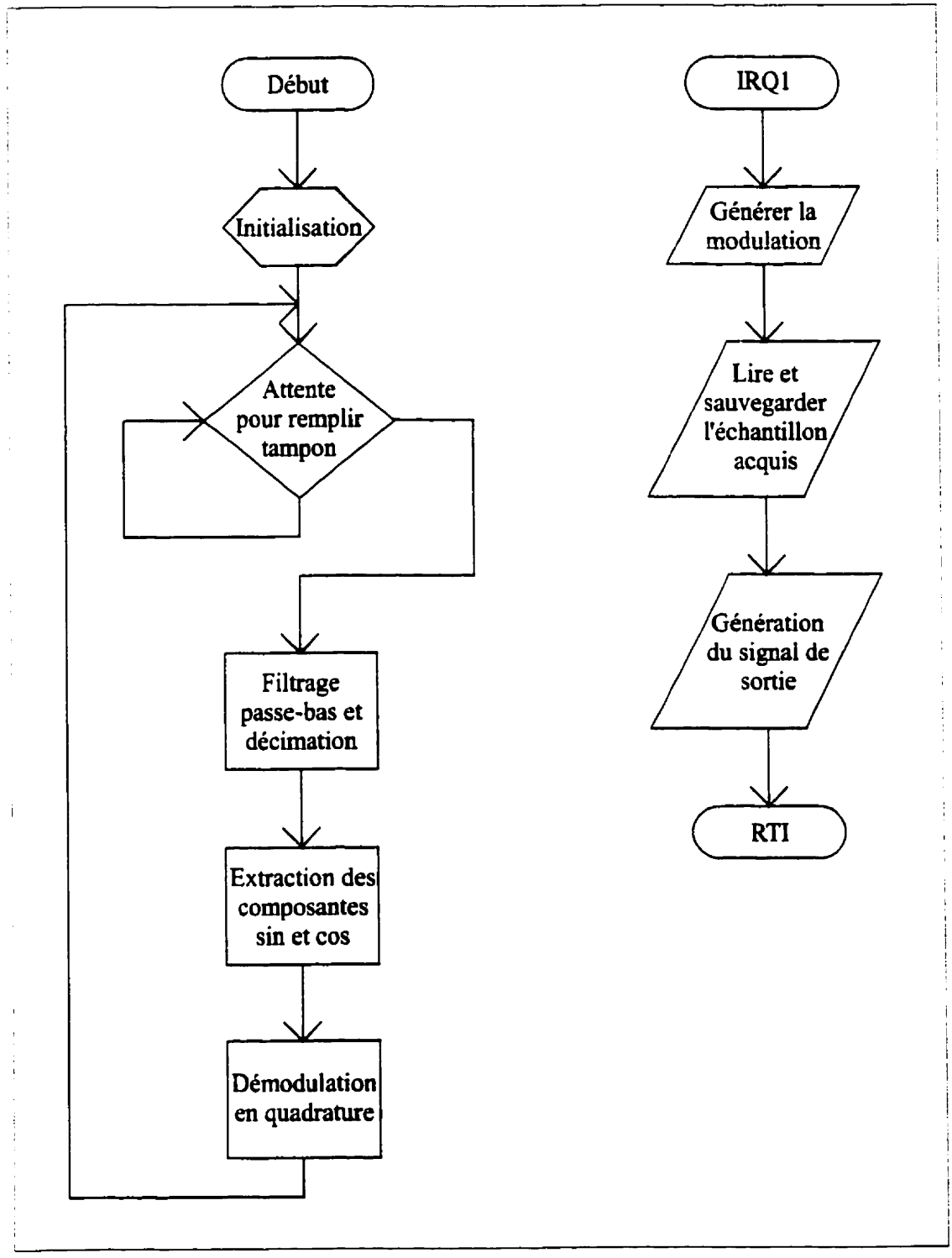


Figure 3.8 Ordinogramme

le tampon d'entrée. Avant de sortir de la routine d'interruption, le microprocesseur écrit la valeur courante du signal de sortie dans le canal de sortie désigné.

Lorsque le microprocesseur, dans sa boucle d'attente, constate que dix échantillons ont été reçus dans le tampon d'entrée, un calcul de la valeur courante du signal de sortie est amorcé. D'abord, on effectue un filtrage passe-bas suivi d'une décimation d'un facteur 10. On démodule ensuite les composantes $y_1(t)$ et $x_2(t)$ conformément à la description du système donnée précédemment. Ces composantes sont divisées l'une par l'autre et l'arctangente de ce rapport est obtenue par une approximation polynomiale du cinquième degré. Le signal résultant est proportionnel au courant mesuré. Un suivi des quadrants franchis par $y_1(t)$ et $x_2(t)$ permet d'étendre la bande dynamique au-delà du domaine de la fonction arctangente. Tout ce traitement de signal s'effectue pendant que des interruptions IRQ1 sont reçues et que des éléments sont sauvegardés dans le tampon d'entrée. Ainsi, à son retour dans la boucle d'attente, le microprocesseur a déjà plusieurs éléments dans son tampon d'entrée.

Le microprocesseur a été programmé à l'aide d'un mélange d'assembleur et de C. C'est un système de développement d'Analog Devices qui a servi d'environnement de développement.

Ayant décrit la partie matérielle et la partie logicielle du prototype de laboratoire, les observations expérimentales peuvent maintenant être abordées.

3.3 Essai du premier prototype de laboratoire

Le prototype de laboratoire a d'abord été essayé lorsque la bobine de polarisation était juxtaposée à la bobine de mesure. Dans cette configuration, la bobine de modulation est directement fusionnée à la bobine de mesure et se retrouve physiquement à proximité de la bobine de mesure. La section 3.3.1 énonce les observations effectuées sur cette configuration.

Il n'est peut-être pas suffisamment réaliste d'essayer le prototype de laboratoire lorsque la bobine de polarisation est juxtaposée à la bobine de mesure. Dans une application pour les réseaux de transport d'énergie, on cherche à obtenir une isolation galvanique entre le point de mesure et le point de lecture. La bobine de modulation nécessitant une excitation, il est clair que celle-ci se retrouvera au potentiel de terre alors que la bobine de mesure se situera au potentiel de la ligne. Ainsi, il est plus réaliste de séparer les deux bobines par une section droite de fibre optique. La section 3.3.2 rapporte les observations effectuées lorsque les deux bobines sont éloignées l'une de l'autre.

3.3.1 Bobine de modulation juxtaposée

Le démarrage du système s'effectue selon la procédure suivante:

1. Alimentation du circuit photodétecteur et du circuit laser.
2. Alimentation du circuit de contrôle et de traitement de signal.
3. Alimentation de l'amplificateur tension/courant et ajustement de son gain.

Lorsque le système est démarré, il devient possible d'injecter un courant dans la bobine de mesure et de visualiser la mesure de ce courant sur un oscilloscope. Pour observer le comportement du prototype, un courant sinusoïdal à 60 Hz est injecté. Le signal de sortie du circuit de contrôle et de traitement de signal est alors également une sinusoïde à 60 Hz.

Le délai occasionné par tout le processus de traitement de signal est d'environ 4 ms. Ceci est beaucoup trop élevé pour une application au niveau des réseaux de transport d'énergie électrique. Toutefois, le prototype de laboratoire n'a pas été conçu avec comme but de respecter une norme particulière. Il s'agissait plutôt ici de démontrer le principe de la mesure des courants électriques par un capteur à fibre optique. Des améliorations au circuit de contrôle et de traitement de signal, de même qu'au niveau logiciel, permettront sûrement de réduire ce délai.

À la section 3.1.3, des moyens de compenser les effets d'une variation de température ou une variation de longueur d'onde ont été énoncés. Aucun de ces moyens n'est implanté dans le prototype de laboratoire. C'est pourquoi la stabilité du facteur de proportionnalité du prototype n'a pas été vérifiée.

L'insensibilité aux vibrations mécaniques du prototype a été vérifiée qualitativement à l'aide d'un simple marteau. En frappant sur la table sur laquelle est déposé le prototype ou sur le cuivre des bobines de mesure et de modulation, le prototype démontre une excellente robustesse. Il faut vraiment frapper avec vigueur pour apercevoir une transitoire sur le signal de sortie. Malgré la présence d'une transitoire qui coïncide avec un choc violent, le prototype reprend son fonctionnement normal aussitôt le choc terminé. L'apparition d'une transitoire n'est pas souhaitable pour une application de protection de réseau. Toutefois, en ce qui concerne une application de mesurage pour la conduite d'un réseau ou la facturation, une telle transitoire n'est pas significative. Il est permis de croire qu'en prenant des précautions sur la fabrication d'un éventuel appareil de mesure du courant pour les réseaux de transport d'énergie, les vibrations mécaniques ne seront pas un problème pour ce dernier.

Le prototype de laboratoire démontre une insensibilité à une variation de la puissance optique injectée par le circuit laser. En variant la puissance optique émise par le circuit laser, aucun effet n'a pu être noté par l'observation du signal de sortie de l'oscilloscope. Évidemment, il existe un seuil au-dessous duquel du bruit apparaît dans le signal de sortie.

Toutefois, ce seuil est très bas et il est ainsi plausible que le vieillissement normal d'une diode laser ou une atténuation variable dans un lien à fibre optique n'influencera pas le comportement d'un appareil de mesure basé sur le même principe que le prototype de laboratoire.

Pour vérifier la bande passante du capteur, la fréquence du signal injecté dans la bobine de mesure a été variée alors que son amplitude a été gardée constante. On observe qu'à partir d'environ 200 Hz, le signal de sortie commence à décroître. De plus, une composante à basse fréquence apparaît. Ceci laisse croire que des travaux seront à effectuer sur la qualité des filtres numériques utilisés.

Finalement, il a été vérifié que le prototype pouvait mesurer des courants continus. L'injection d'un courant continu dans la bobine de mesure se répercute par l'apparition d'un signal de sortie continu et stable. Ainsi, la bande passante du prototype de laboratoire s'étend de 0 à 200 Hz.

3.3.2 Bobine de modulation éloignée

Comme il a été mentionné à la section 3.3, il est sûrement plus réaliste d'essayer le prototype alors que la bobine de polarisation est séparée de la bobine de mesure par une section droite

de fibre. C'est ainsi qu'une section de fibre optique monomode ordinaire (Flexcore 780 de Corning) a été insérée entre les deux bobines.

Il a été très surprenant d'observer que l'ajout de cette section de fibre amène un comportement complètement différent du prototype. Le signal de sortie a perdu toute la stabilité rapportée à la section 3.3.1. Le prototype est devenu très sensible aux vibrations. En manipulant la fibre insérée entre les deux bobines, le signal de sortie peut même être complètement annulé.

Il est clair qu'un tel comportement est inacceptable pour une application au niveau des réseaux de transport d'énergie. La théorie développée sur la robustesse aux vibrations mécaniques à la section 2.3.1 possède vraisemblablement une lacune. Nous tenterons, dans la prochaine section, d'expliquer le comportement du prototype ayant une section de fibre monomode ordinaire entre la bobine de mesure et la bobine de modulation.

3.4 Explication du comportement: couplage de modes

Nous tentons ici d'expliquer le comportement imprévu du prototype tel qu'observé à la section précédente. À la section 2.3.1, il a été montré que le pseudo-dépolariseur apporte une désensibilisation par rapport aux perturbations mécaniques présentes dans les sections de fibre reliant le coupleur 2×2 à la bobine de mesure. En ce qui concerne les perturbations

localisées dans la bobine de mesure, l'importance de la biréfringence intrinsèque de la fibre qui constitue cette bobine a été discutée. Pour minimiser la sensibilité aux vibrations mécaniques dans la bobine, il a été énoncé qu'il fallait utiliser une préforme dont la biréfringence linéaire est maximale pour fabriquer la fibre de type "Spun Hi-Bi".

À la section 3.1.3, une stratégie de traitement de signal employant une bobine de modulation a été élaborée. De ce fait, on se trouve à séparer la bobine de mesure initiale en deux parties: une bobine de mesure et une bobine de modulation. Les qualités de cette stratégie de traitement de signal sont importantes: désensibilisation par rapport aux variations de puissance optique, de longueur d'onde de la source et de la température et capacité de mesurer du courant continu. C'est pourquoi le prototype de laboratoire a été basé sur cette stratégie.

À la section 3.3.1, nous avons montré expérimentalement les qualités du prototype. Toutefois, pour rendre plus réaliste la démonstration, une section de fibre optique monomode ordinaire a été incluse pour séparer la bobine de mesure de la bobine de modulation. C'est alors que le prototype a démontré une très grande sensibilité aux vibrations (section 3.3.2).

L'explication de ce comportement imprévu peut s'énoncer ainsi: il est nécessaire de conserver l'intégrité des modes propres de propagation de la lumière dans les bobines et entre les bobines afin que la mesure soit valide. Ainsi, la fibre optique monomode ordinaire ayant des modes de propagation qui sont différents des modes elliptiques de la fibre de type "Spun Hi-Bi", les modes elliptiques perdent leur intégrité lors de leur propagation entre la bobine de modulation et la bobine de mesure. *Ainsi, on explique le comportement imprévu du prototype et il s'agit là de la quatrième contribution de la thèse à l'avancement de la connaissance.*

L'annexe X contient un développement mathématique expliquant l'effet du couplage de modes et permettant d'établir la fonction de transfert du capteur en présence d'un couplage de modes d'intensité K (K = 0 -> aucun couplage de modes; K = 1 -> plein couplage de modes):

$$P_s \approx \frac{P_e}{4} e^{-2\alpha(L_{mes}+L_{mod})}(2-(1-K)\cos(2(\theta_{mes}+\theta_{mod}))-K\cos(2(\theta_{mes}-\theta_{mod}))), \qquad (3\text{-}16)$$

où θ_{mes} et θ_{mod} sont les rotations Faraday associées à la bobine de mesure et à la bobine de modulation respectivement. On constate ainsi que la fonction de transfert dépend de l'intensité du couplage de modes K. Une partie de la fonction de transfert dépend de la somme des contributions de la bobine de mesure et de la bobine de modulation alors que l'autre partie dépend de la différence entre ces contributions. On vérifie également qu'en

absence de couplage de modes ($K = 0$), la fonction de transfert ne dépend que de la somme des contributions des bobines.

Par l'utilisation d'identités trigonométriques, on montre que l'équation (3-16) peut également s'exprimer ainsi:

$$P_s \approx \frac{P_e}{4} e^{-2\alpha(L_{mesr}+L_{\mathrm{mod}})}(2-\cos(2\theta_{mes})\cos(2\theta_{\mathrm{mod}})-(2K-1)\sin(2\theta_{mes})\sin(2\theta_{\mathrm{mod}})). \quad (3\text{-}17)$$

Cette forme de la fonction de transfert est intéressante puisqu'elle nous amène à la *cinquième contribution de la thèse à l'avancement de la connaissance: l'amplitude des harmoniques paires (termes "cos") est indépendante du couplage de modes alors que l'amplitude des harmoniques impaires (termes "sin") est dépendante du couplage de modes.* Étant donné que la stratégie de traitement de signal est basée sur le rapport de la première composante harmonique $y_1(t)$ sur la deuxième composante harmonique $x_2(t)$, ceci explique la sensibilité du capteur au couplage de modes entre les deux bobines. Il est même possible, pour $K = 0{,}5$, d'annuler complètement le signal de sortie. Ceci a été observé expérimentalement par manipulation de la fibre monomode ordinaire fusionnée entre les deux bobines. Dans le prochain chapitre, des dispositions susceptibles de régler le problème de couplage de modes entre les deux bobines sont proposées.

CHAPITRE IV

CONCEPTION ET ESSAI DU SECOND PROTOTYPE DE LABORATOIRE

Ce chapitre est consacré à la conception et à l'essai du second prototype de laboratoire. L'essai du premier prototype ayant mené à l'observation d'un comportement imprévu, certaines disposition susceptibles d'aboutir à un capteur acceptable sont d'abord discutées.

4.1 Dispositions susceptibles de régler le problème de couplage de modes entre les deux bobines

Dans le chapitre précédent, le comportement imprévu du premier prototype de laboratoire lorsqu'une fibre optique monomode ordinaire est fusionnée entre la bobine de mesure et la bobine de modulation a été expliqué. En fait, c'est le couplage de modes entre les bobines qui cause problème. Des dispositions susceptibles de régler ce problème sont ici proposées. D'abord, l'utilisation d'une fibre de type "Spun Hi-Bi" est traitée. L'utilisation d'une fibre à polarisation elliptique unique est discutée. Finalement, c'est l'utilisation d'une fibre linéairement polarisante qui est retenue pour la conception du second prototype de laboratoire.

4.1.1 Utilisation d'une fibre de type "Spun Hi-Bi"

À la section 3.4, nous avons énoncé qu'il était nécessaire de conserver l'intégrité des modes propres de propagation de la lumière dans les bobines et entre les bobines afin que la mesure soit valide. L'utilisation d'une fibre optique monomode ordinaire entre les deux bobines ne respecte pas cet énoncé puisque les modes propres d'une telle fibre sont différents de ceux de la fibre de type "Spun Hi-Bi".

On cherche un moyen de conserver l'intégrité des modes entre les deux fibres. On peut simplement songer à utiliser, entre les deux bobines, une fibre de type "Spun Hi-Bi" plutôt qu'une fibre monomode ordinaire. Les modes propres de propagation sont alors les mêmes, dans les bobines et entre les bobines.

Cette disposition a été essayée expérimentalement. La fibre optique monomode ordinaire du premier prototype de laboratoire a été remplacée par une fibre de type "Spun Hi-Bi" d'environ 8 m de longueur. En faisant fonctionner le prototype, on constate une grande amélioration par rapport à la situation précédente. Toutefois, ceci ne semble pas suffisant puisque le prototype est tout de même sensible aux perturbations mécaniques. En effet, en manipulant la fibre entre les deux bobines, il est possible de perturber le signal de sortie de façon significative. Malgré que le prototype avec une fibre de type "Spun Hi-Bi" entre les

deux bobines soit plus robuste qu'avec une fibre monomode ordinaire, son comportement n'est pas acceptable pour une application au niveau des réseaux de transport d'énergie.

L'équation (2-8) nous donne la longueur de battement elliptique L_p' d'une fibre de type "Spun Hi-Bi". Dans notre cas, cette fibre a une longueur de battement avant tournage L_p de 14 mm et un pas de torsion L_t de 12 mm. Ainsi, sa longueur de battement elliptique L_p' est de 68 mm. Payne et al. nous indiquent qu'une longueur de battement d'environ 1 mm est une valeur visée pour les fibres à maintien de polarisation (488). Avec 68 mm de longueur de battement L_p', notre fibre de type "Spun Hi-Bi" est loin de la longueur de battement souhaitée pour avoir un maintien de l'état de polarisation. C'est ce qui explique la sensibilité du prototype aux perturbations mécaniques, malgré le fait qu'une fibre de type "Spun Hi-Bi" soit employée entre les deux bobines.

Afin d'obtenir une fibre de type "Spun Hi-Bi" dont la longueur de battement elliptique L_p' est de 1 mm tout en conservant un facteur de sensibilité S de 92%, il faudrait une préforme dont la longueur de battement avant tournage L_p soit de 0,21 mm. Ceci est très petit et probablement irréalisable. De plus, il faudrait que le pas de torsion L_t soit de 0,18 mm. Pour des raisons de stabilité mécanique, il est peu probable de pouvoir tourner la préforme à une vitesse de rotation suffisamment grande pour avoir 0,18 mm de pas de torsion.

On conclut ici que l'utilisation d'une fibre de type "Spun Hi-Bi" entre les deux bobines améliore le comportement du prototype à l'égard des perturbations mécaniques par rapport à l'utilisation d'une fibre optique monomode ordinaire. Toutefois, ceci n'est pas suffisant pour rendre le prototype acceptable pour une application au niveau des réseaux de transport d'énergie électrique.

4.1.2 Utilisation d'une fibre à polarisation elliptique unique

Afin de conserver l'intégrité des modes entre les deux bobines du prototype, l'emploi d'une fibre de type "Spun Hi-Bi" a été proposé. Toutefois, ce type de fibre possède une longueur de battement L_p' trop longue pour vraiment conserver l'intégrité des modes entre les deux bobines en présence de perturbations mécaniques.

Plutôt que d'utiliser une fibre de type "Spun Hi-Bi", qui supporte deux modes propres de propagation et qui, par conséquent, est susceptible de manifester un couplage d'énergie entre ces deux modes, on peut penser à utiliser une fibre qui ne supporterait qu'un seul mode de propagation elliptique. Cette fibre est une fibre de type "Spun Hi-Bi" qui guide bien l'un des modes de propagation elliptique et qui atténue considérablement l'autre mode. Avec cette fibre, aussitôt que de l'énergie est couplée du mode guidé vers le mode atténué, cette énergie indésirable est éliminée. Lorsqu'utilisée dans le prototype, les vibrations ou perturbations mécaniques n'auront pour effet que de varier le niveau de puissance optique à la sortie de

l'interféromètre. Or, il a été démontré que la stratégie de traitement de signal utilisée pour le prototype de laboratoire est insensible aux variations de puissance optique. On peut ainsi croire que cette fibre permet de résoudre le problème de sensibilité aux perturbations mécaniques.

Le principe de l'utilisation d'une fibre à polarisation elliptique unique peut être montré mathématiquement. Soit une fibre à polarisation elliptique unique idéale dont l'un des modes est totalement guidé alors que l'autre est complètement atténué. Dans une base elliptique, la matrice de Jones ***FPEU*** représentant cette fibre idéale est donnée par:

$$\boldsymbol{FPEU}=\begin{bmatrix}1 & 0\\ 0 & 0\end{bmatrix}. \tag{4-1}$$

Le couplage d'énergie d'un mode à l'autre est modélisé par une matrice de couplage semblable à celle de l'équation (X-4). Ainsi, en présence d'un point de couplage de modes, la matrice $\boldsymbol{FPEU_{couplage}}$ qui représente la fibre à polarisation elliptique devient:

$$\boldsymbol{FPEU_{couplage}}=\begin{bmatrix}1 & 0\\ 0 & 0\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\sqrt{1-K} & \sqrt{K}\\ \sqrt{K} & \sqrt{1-K}\end{bmatrix}\begin{bmatrix}1 & 0\\ 0 & 0\end{bmatrix}=\sqrt{1-K}\begin{bmatrix}1 & 0\\ 0 & 0\end{bmatrix}. \tag{4-2}$$

Ainsi, peu importe l'ampleur du couplage de modes, la seule énergie qui peut transiter au travers d'une fibre à polarisation elliptique unique est l'énergie du mode guidé. Un couplage d'énergie ne fait que moduler la quantité d'énergie transmise au travers de la fibre et

n'influence pas l'intégrité du mode transmis. La stratégie de traitement de signal étant indépendante de la quantité de lumière reçue, la fibre à polarisation elliptique unique est une solution potentiellement intéressante.

Il existe cependant un point problématique. Le cas $K = 1$ est en effet un cas où aucune énergie ne parvient à traverser la fibre: il y a couplage total du mode guidé vers le mode atténué. Cette condition de couplage étant sévère, on peut espérer qu'elle ne se produira pas de façon permanente mais plutôt de façon transitoire.

L'inconvénient avec la fibre à polarisation elliptique unique, c'est que, à notre connaissance, cette fibre n'a jamais été fabriquée. La seule publication qui fait mention du comportement polarisant d'une fibre de type "Spun Hi-Bi" est une publication de Clarke et al. (123). L'énoncé principal de cette publication est le suivant: puisque les deux modes de propagation d'une fibre optique de type "Spun Hi-Bi" voyagent à des vitesses différentes, ces deux modes devraient aussi avoir des longueurs d'onde de coupure différentes. Il existerait donc une certaine largeur de bande où la fibre de type "Spun Hi-Bi" manifeste le caractère polarisant recherché. Clarke et al., en utilisant une source optique de longueur d'onde ajustable, ont démontré l'existence d'une telle zone pour une fibre de type "Spun Hi-Bi". Toutefois, la fibre étudiée n'a pas été conçue en fonction de son caractère polarisant. Le doute quant à l'existence d'une zone polarisante était postérieur à la conception et à la fabrication de la fibre.

Des fibres polarisantes ont déjà été conçues et fabriquées dans le cas où les modes de propagation sont linéaires (par exemple, 126, 184, 274, 308, 309, 429, 438, 472, 557, 596, 602, 633, 677, 704). Pour fabriquer la fibre à polarisation elliptique unique, nous proposons d'utiliser une préforme de fibre polarisante linéaire et de tourner la préforme lors de son étirage. L'analyse mathématique qui suit permet de croire que cette proposition puisse aboutir à une fibre à polarisation elliptique unique.

Lorsque le modèle de la fibre de type "Spun Hi-Bi" a été développé à la section 2.2.1, cette fibre a été modélisée par une infinité de lames à modes linéaires séparées par des lames rotatrices. Le modèle général de la fibre de type "Spun Hi-Bi" a été obtenu à l'équation (2-2). La constante d'atténuation associée aux modes linéaire a ensuite été considérée identique pour chacun de l'un ou l'autre des modes ($\Delta\gamma = \Delta\alpha + j\Delta\beta$, $\Delta\alpha = 0 \rightarrow \Delta\gamma = j\Delta\beta$). Il n'y avait alors aucune raison pour que l'un ou l'autre des modes linéaires soit plus atténué que l'autre.

Dans le cas de la fibre à polarisation elliptique unique, c'est bien différent. Il est voulu que la fibre présente un certain pouvoir polarisant. Ainsi, cette fibre est fabriquée à partir d'une préforme de fibre linéairement polarisante et on a alors $\Delta\alpha \neq 0 \rightarrow \Delta\gamma = \Delta\alpha + j\Delta\beta$. L'équation (2-2) est donc le modèle de la fibre à polarisation elliptique unique.

Il doit toutefois être démontré que ces équations représentent effectivement une fibre à polarisation elliptique unique. Pour ce faire, on montrera que les modes propres de propagation d'une fibre correspondant à l'équation (2-2) sont elliptiques dans un repère tournant et ensuite, on montrera que l'un de ces modes est bel et bien atténué par rapport à l'autre.

En observant l'équation (2-2), on constate que le terme $\Delta\alpha$, même s'il est différent de zéro, peut être négligé si on a un $\Delta\alpha$ qui est beaucoup plus petit que $\Delta\beta$. Or, dans le cas d'une préforme linéairement biréfringente, on peut s'attendre à ce que la longueur de battement avant tournage L_p soit de l'ordre de 10 mm. Ceci donne une biréfringence $\Delta\beta$ d'environ 600 radians/m. En ce qui concerne le paramètre $\Delta\alpha$, on peut trouver son ordre de grandeur en considérant qu'une fibre polarisant linéairement peut manifester un taux de réjection de l'ordre de 3 dB/m (429). Ceci fixe l'ordre de grandeur de $\Delta\alpha$ à 0,3 népers/m. $\Delta\alpha$ étant de trois ordres de grandeur inférieur à $\Delta\beta$, on peut ainsi négliger $\Delta\alpha$ devant $\Delta\beta$ et constater alors que les modes propres associés à l'équation (2-2) sont approximativement les mêmes que ceux d'une fibre de type "Spun Hi-Bi". Les modes propres de propagation associés à l'équation (2-2) sont donc elliptiques dans un repère tournant.

Afin de montrer que l'un des modes propres elliptiques dans un repère tournant est bel et bien atténué par rapport à l'autre, les valeurs propres de la matrice suivante doivent être calculées:

$$S(\xi L)^{-1}F(f,L)=e^{-\gamma L}\begin{bmatrix}\cosh(b(f)L)-\frac{\Delta\gamma}{2b(f)}\sinh(b(f)L) & -\frac{f-\xi}{b(f)}\sinh(b(f)L)\\ \frac{f-\xi}{b(f)}\sinh(b(f)L) & \cosh(b(f)L)+\frac{\Delta\gamma}{2b(f)}\sinh(b(f)L)\end{bmatrix}. \quad (4\text{-}3)$$

C'est ainsi que l'on trouve, comme valeurs propres:

$$\lambda_{1,2}=e^{(-\gamma\pm b(f))L}. \quad (4\text{-}4)$$

En prenant le module des valeurs propres, on peut calculer l'atténuation associée à chacun des modes elliptiques:

$$|\lambda_{1,2}|=e^{-(\alpha\pm \mathrm{Re}(b(f)))L}. \quad (4\text{-}5)$$

Les modules des valeurs propres sont différents si $\Delta\alpha \neq 0$. Ainsi, l'un des modes propres elliptiques est bel et bien atténué par rapport à l'autre. De plus, utilisant l'équation (4-5) en combinaison avec l'équation (2-3), nous pouvons formuler, en dB/m, l'atténuation du mode

guidé, l'atténuation du mode évacué ainsi que le taux de réjection du mode évacué par rapport au mode guidé:

$$\text{Atténuation}_{\text{mode guidé}} \approx 8{,}67\left(\alpha - \frac{\Delta\alpha}{2}\frac{\frac{\Delta\beta}{2}}{\sqrt{\left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2+\xi^2}}\right), \tag{4-6}$$

$$\text{Atténuation}_{\text{mode évacué}} \approx 8{,}67\left(\alpha + \frac{\Delta\alpha}{2}\frac{\frac{\Delta\beta}{2}}{\sqrt{\left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2+\xi^2}}\right), \tag{4-7}$$

$$\text{Réjection} \approx 8{,}67\ \Delta\alpha\ \frac{\frac{\Delta\beta}{2}}{\sqrt{\left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2+\xi^2}}. \tag{4-8}$$

Les équations (4-6), (4-7) et (4-8) sont inédites et constituent la sixième contribution de la thèse à l'avancement de la connaissance. Elles seront très utiles pour la conception d'une fibre à polarisation elliptique unique. Elles permettent de calculer le comportement polarisant de la fibre en fonction des paramètres α, $\Delta\alpha$, $\Delta\beta$ et ξ.

Il a été montré théoriquement que la fabrication d'une fibre à polarisation elliptique unique pouvait se faire en tournant, pendant son étirage, une préforme de fibre linéairement polarisante. Son utilisation dans un capteur optique de courant est maintenant discutée.

Il serait possible d'utiliser la fibre à polarisation elliptique unique pour constituer la bobine de mesure, la bobine de modulation et la section de fibre entre ces deux bobines. Toutefois, cette topologie nécessite un ajustement précis des paramètres de la fibre pour obtenir à la fois une bonne sensibilité au courant et un bon caractère polarisant.

L'utilisation d'une fibre de type "Spun Hi-Bi" pour constituer la bobine de mesure et la bobine de modulation combinée avec l'utilisation d'une fibre à polarisation elliptique unique entre les deux bobines constitue une topologie qui offre plus de liberté de conception. En effet, la sensibilité au courant des bobines peut être ajustée par le nombre de tours de fibre de type "Spun Hi-Bi" sans perturber le caractère polarisant du lien entre ces bobines. De même, le caractère polarisant du lien entre les bobines peut être ajusté par la longueur de la fibre à polarisation elliptique unique sans toucher à la constitution de la bobine de mesure et de la bobine de modulation. Il faut cependant utiliser des fibres dont l'ellipticité des modes est comparable et prendre des précautions pour bien aligner les axes de ces fibres lors de leur fusion.

Néanmoins, s'il arrivait que de l'énergie soit couplée d'un mode à l'autre juste avant d'arriver à la bobine de mesure ou à la bobine de modulation, il est possible que le trajet restant à parcourir dans la fibre à polarisation elliptique unique ne soit pas suffisamment long pour atténuer correctement cette énergie indésirable. Ainsi, il serait souhaitable d'associer, à chaque bobine, une longueur suffisante de fibre à polarisation elliptique unique qui serait

bien emballée et protégée des perturbations mécaniques. On se retrouve alors avec la configuration illustrée à la figure 4.1.

On peut déterminer la fonction de transfert théorique d'un capteur interférométrique à boucle dépolarisée qui comprend une fibre à polarisation elliptique unique entre sa bobine de mesure et sa bobine de modulation.

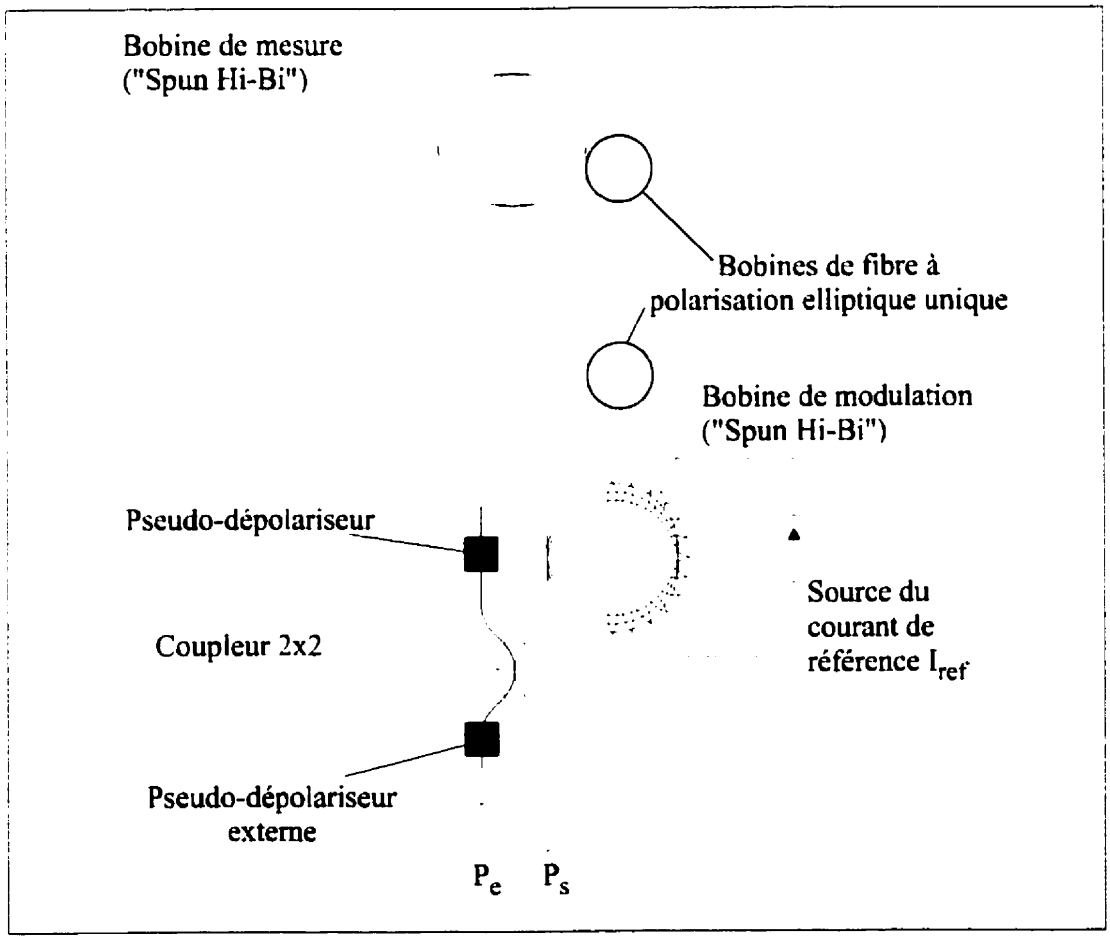


Figure 4.1 Utilisation de la fibre à polarisation elliptique unique

L'annexe XI contient le développement mathématique qui permet de déterminer la fonction de transfert recherchée:

$$P_s \approx \frac{P_e}{8} e^{-2\alpha L} \sqrt{1-K}(2-\cos(2S(f_{mod}L_{mod}+f_{mes}L_{mes}))). \qquad (4\text{-}9)$$

Tout comme les équations de la fibre à polarisation elliptique unique, *l'équation (4-9) est inédite est représente la septième contribution de la thèse à l'avancement de la connaissance*. On peut la comparer à l'équation (2-6). On constate que son dénominateur est deux fois plus grand que celui de l'équation (2-6). C'est normal puisque la lumière attaquant la fibre polarisante étant dépolarisée, on perd alors 50% de la puissance optique.

Ensuite, le facteur $\sqrt{1-K}$ nous indique que le couplage de mode ne fait que varier la puissance optique sortant du capteur. Si la bobine de modulation est excitée par un courant alternatif, il est possible, comme il a été expliqué au chapitre précédent, d'extraire deux composantes harmoniques en quadrature. Ces deux composantes sont toutes deux multipliées par le facteur $\sqrt{1-K}$. Ainsi, en prenant leur rapport comme il est suggéré à l'équation (3-10), on se désensibilise par rapport au couplage de modes. Le problème de couplage de modes est donc réglé.

Selon le développement théorique qui précède, l'utilisation d'une fibre à polarisation elliptique unique semble être une solution au problème de couplage de modes entre les deux

bobines. Il n'a cependant pas été possible de vérifier cette théorie expérimentalement dans le cadre du présent travail. En effet, il n'existe aucune fibre à polarisation elliptique unique commercialement disponible et les ressources dont dispose l'auteur ne sont pas suffisantes pour entreprendre la fabrication sur mesure de cette fibre compte tenu du coût et du risque élevé de cette opération. On doit donc s'orienter vers une autre solution.

4.1.3 Utilisation d'une fibre linéairement polarisante

Le principe de l'utilisation de la fibre à polarisation elliptique unique décrit à la section précédente consiste à faire en sorte que l'énergie couplée d'un mode à l'autre soit atténuée. Ainsi, l'intégrité des modes elliptiques est conservée et la mesure est valide.

On peut songer employer le même principe avec une fibre linéairement polarisante. C'est une fibre qui guide l'un de ces modes et qui atténue l'autre mode. Toutefois, plutôt que d'être elliptiques, ses modes sont linéaires. On s'intéresse à ce type de fibre parce qu'elle est commercialement disponible.

Soit une fibre linéairement polarisante idéale. Dans une base linéaire, la matrice de Jones ***PZ*** modélisant cette fibre est donnée par:

$$\boldsymbol{PZ}=\begin{bmatrix}1 & 0\\ 0 & 0\end{bmatrix}. \tag{4-10}$$

S'il survient un couplage de modes, la matrice $\boldsymbol{PZ}$ devient la matrice $\boldsymbol{PZ}_{couplage}$ telle que:

$$\boldsymbol{PZ}_{couplage}=\begin{bmatrix}1 & 0\\ 0 & 0\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\sqrt{1-K} & \sqrt{K}\\ \sqrt{K} & \sqrt{1-K}\end{bmatrix}\begin{bmatrix}1 & 0\\ 0 & 0\end{bmatrix}=\sqrt{1-K}\begin{bmatrix}1 & 0\\ 0 & 0\end{bmatrix}. \tag{4-11}$$

La fibre linéairement polarisante se comporte donc, en présence de couplage de modes, comme la fibre à polarisation elliptique unique (voir l'équation (4-2)). Le couplage de modes ne fait que moduler la quantité de lumière qui traverse cette fibre sans altérer l'intégrité des modes. Toutefois, ceux-ci sont linéaires et l'équation (4-11) est exprimée dans une base linéaire. Si on exprime la matrice $\boldsymbol{PZ}_{couplage}$ dans une base elliptique à l'aide de la matrice de passage donnée à l'équation (X-1), on obtient:

$$\boldsymbol{PZ}_{couplage}|_e=\boldsymbol{P}^{-1}\boldsymbol{PZ}_{couplage}|_l\boldsymbol{P}=\sqrt{1-K}\begin{bmatrix}\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) & j\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)\cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\\ -j\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)\cos\left(\frac{\theta}{2}\right) & \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\end{bmatrix}. \tag{4-12}$$

Comme on pouvait s'y attendre, la fibre linéairement polarisante présente un couplage intrinsèque des modes elliptiques puisqu'il existe des termes hors de la diagonale principale dans la matrice de l'équation (4-12). Toutefois, ce taux de couplage de modes intrinsèque est constant puisqu'il ne dépend que de la nature des fibres. D'après l'équation (3-17), ce couplage ne fait que diminuer l'amplitude des harmoniques impaires d'un capteur muni d'une bobine de modulation. Ainsi, il est possible d'employer une fibre linéairement polarisante

pour s'affranchir du problème de couplage de modes au prix d'une réduction de l'amplitude des harmoniques impaires.

On peut calculer la fonction de transfert d'un capteur interférométrique à boucle dépolarisée qui comprend une fibre linéairement polarisante entre sa bobine de mesure et sa bobine de modulation. Se référant à la figure 4.1 où l'on remplace la fibre à polarisation elliptique unique par une fibre linéairement polarisante, la matrice $\boldsymbol{M}_h$ représentant l'ensemble bobine de mesure - fibre linéairement polarisante - bobine de modulation en sens horaire est donnée, dans une base elliptique, par:

$$\boldsymbol{M}_h = \boldsymbol{S}(\xi L_{mes} + \delta + \epsilon)\boldsymbol{SHB}_{mod}(f_{mod}, L_{mod})\boldsymbol{S}(-\epsilon)\boldsymbol{PZ}_{couplage}\boldsymbol{S}(-\delta - \xi L_{mes})\boldsymbol{SHB}_{mes}(f_{mes}, L_{mes}), \qquad (4\text{-}13)$$

tandis qu'en sens anti-horaire, cet ensemble est représenté par la matrice $\boldsymbol{M}_{ah}$ telle que:

$$\boldsymbol{M}_{ah} = \boldsymbol{S}(-\xi L_{mes})\boldsymbol{SHB}_{mes}(-f_{mes}, L_{mes})\boldsymbol{S}(-\delta)\boldsymbol{PZ}_{couplage}\boldsymbol{S}(-\epsilon)\boldsymbol{SHB}_{mod}(-f_{mod}, L_{mod})\boldsymbol{S}(\xi L_{mes} + \delta + \epsilon). \qquad (4\text{-}14)$$

Dans les deux équations précédentes, $\boldsymbol{S}(\theta)$ est une matrice de rotation d'un angle θ. δ est l'angle que font les axes propres de la fibre linéairement polarisante avec les axes propres de la fibre de type "Spun Hi-Bi" constituant la bobine de mesure. ϵ est celui que l'on retrouve entre les axes propres de la fibre linéairement polarisante et les axes propres de la fibre de type "Spun Hi-Bi" constituant la bobine de modulation.

Comme c'était le cas pour l'utilisation de la fibre à polarisation elliptique unique, l'utilisation de la fibre linéairement polarisante nécessite qu'on injecte une lumière dépolarisée dans le capteur pour éviter toute sensibilité à l'état de polarisation de cette lumière. En utilisant (4-13) et (4-14) dans les relations développées au chapitre 2, on obtient la fonction de transfert du capteur interférométrique à boucle dépolarisée utilisant une fibre linéairement polarisante entre la bobine de mesure et sa bobine de modulation:

$$P_s \approx \frac{P_e}{8} e^{-2\alpha L} \sqrt{1-K}(2-\cos(2Sf_{mod}L_{mod})\cos(2Sf_{mes}L_{mes}) \\ +R\cos(2\delta)\cos(2\epsilon)\sin(2Sf_{mod}L_{mod})\sin(2Sf_{mes}L_{mes})), \tag{4-15}$$

où:

$$R=\cos^2(\theta)=\frac{\left(\frac{\Delta\beta}{2\xi}\right)^2}{\left(\frac{\Delta\beta}{2\xi}\right)^2+1}=\frac{\left(\frac{L_t}{2L_p}\right)^2}{\left(\frac{L_t}{2L_p}\right)^2+1}, \tag{4-16}$$

et où nous avons négligé la rotation Faraday par unité de longueur f devant le taux de torsion ξ. Hormis un facteur $(\sqrt{1-K})/2$, les harmoniques paires de la fréquence de modulation sont les mêmes que celles de l'équation (3-17). Ceci est consistant avec ce que nous avons énoncé au chapitre 3: *l'amplitude des harmoniques paires (termes "cos") est indépendante du couplage de modes.* Toutefois, l'amplitude des harmoniques impaires dépend de plusieurs facteurs.

L'amplitude des harmoniques impaires dépend de l'orientation de la fibre linéairement polarisante avec les deux fibres de type "Spun Hi-Bi". On maximise l'amplitude des harmoniques impaires en prenant soin, lors de la construction du capteur, d'aligner les axes propres de la fibre linéairement polarisante avec les axes des modes elliptiques des fibres de type "Spun Hi-Bi". À ce point, $\delta = \epsilon = 0$ et $\cos(2\delta) = \cos(2\epsilon) = 1$ et le signal obtenu dans les harmoniques impaires est maximal. Le pire cas survient lorsque $\delta = \pi/4$ ou $\epsilon = \pi/4$. À ce point, $\cos(2\delta) = \cos(2\epsilon) = 0$ et les harmoniques impaires sont alors inexistantes. Ceci s'explique par le fait que lorsque les axes propres de la fibre linéairement polarisante sont fusionnés à 45° par rapport aux axes des modes elliptiques des fibres de type "Spun Hi-Bi", la puissance transitée par le mode linéaire guidé est divisée également dans l'un et l'autre des modes elliptiques. Ce cas équivaut à avoir un taux de couplage de modes $K = 0{,}5$ dans l'équation (3-17). La figure 4.2 donne une illustration du meilleur (figure 4.2 a)) et du pire cas (figure 4.2 b)).

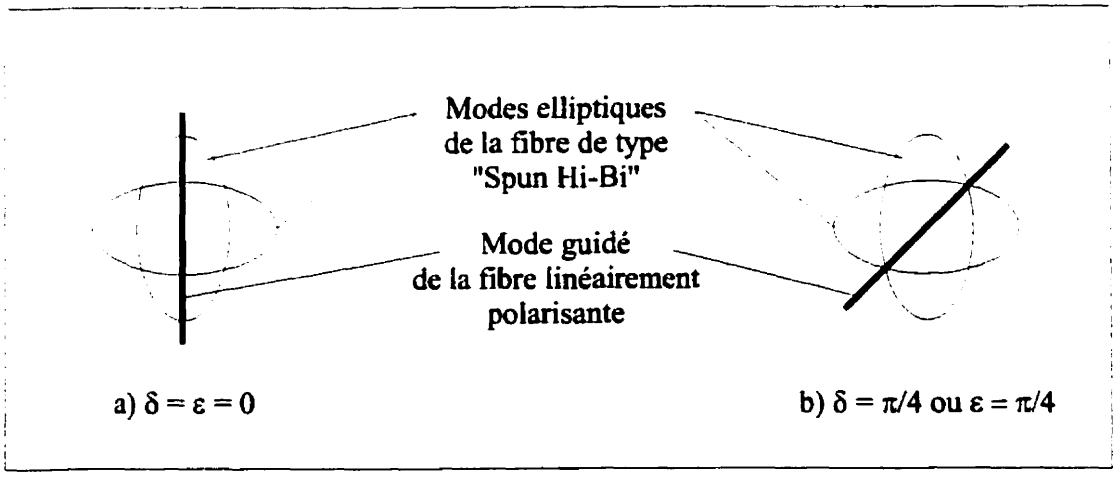
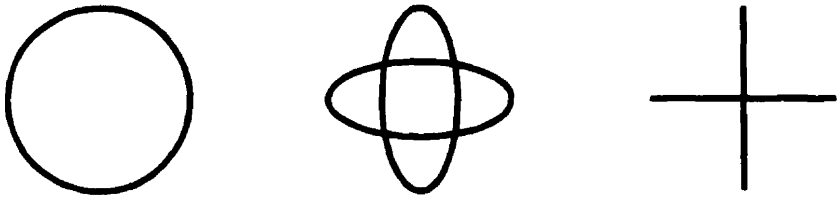


Figure 4.2 Illustration de l'orientation relative des fibres de type "Spun Hi-Bi" avec la fibre linéairement polarisante

Un autre facteur entre en ligne de compte en ce qui concerne l'amplitude des harmoniques impaires: R. Ce facteur peut être interprété comme étant un facteur qui quantifie le degré de ressemblance des modes elliptiques au mode linéaire. La définition de l'équation (2-47) nous indique en effet que, si le taux de torsion ξ de la fibre de type "Spun Hi-Bi" est nul, le facteur R vaut 1. Il y a alors pleine ressemblance entre les modes de la fibre de type "Spun Hi-Bi" et le mode linéaire. En fait, la fibre de type "Spun Hi-Bi" est étirée sans rotation de la préforme et on obtient une fibre linéairement biréfringente. Il est donc normal d'avoir un maximum de ressemblance entre les modes de la fibre de type "Spun Hi-Bi" et le mode linéaire de la fibre linéairement polarisante pour $\xi = 0$.

À l'inverse, si le taux de torsion ξ est si élevé qu'il rende négligeable la biréfringence linéaire $\Delta\beta$, le facteur de ressemblance R tend vers zéro: il n'y a plus de ressemblance entre les modes de la fibre de type "Spun Hi-Bi" et le mode linéaire de la fibre linéairement polarisante. Ce cas correspond à une rotation très rapide de la préforme lors de son étirage. Les modes de la fibre sont alors circulaires. Étant donné la circularité des modes, il y a toujours une division égale de la puissance optique issue du mode linéaire vers les deux modes circulaires. Ainsi, ce cas équivaut à avoir un intensité de couplage de modes $K = 0{,}5$ dans l'équation (3-17). La figure 4.3 illustre trois situations différentes.

Il est intéressant de noter que le rapport L_t/L_p a un effet antagoniste sur le facteur de ressemblance R et sur le facteur de sensibilité S. En effet, une augmentation de L_t/L_p amène



a) R = 0 b) R = 0,5 c) R = 1

Figure 4.3 Modes de la fibre de type "Spun Hi-Bi" en fonction de divers facteurs R

une augmentation de R et une diminution de S. Lors de la mesure d'un faible courant, l'amplitude des harmoniques impaires sera approximativement proportionnelle au produit RS. Pour mesurer un faible courant, on cherche à maximiser le rapport signal à bruit des harmoniques impaires. En raison du comportement antagoniste du rapport L_t/L_p sur R et S, il est possible de déterminer un rapport $(L_t/L_p)_{optimal}$ qui maximise le produit RS et, du même coup, qui maximise le rapport signal à bruit des harmoniques impaires. Une fibre de type "Spun Hi-Bi" conforme au rapport $(L_t/L_p)_{optimal}$ est optimale pour l'utilisation d'une fibre linéairement polarisante.

Le rapport $(L_t/L_p)_{optimal}$ se détermine en annulant la dérivée du produit RS par rapport à (L_t/L_p):

$$\because \left.\frac{d(RS)}{d\left(\frac{L_t}{L_p}\right)}\right|_{\left(\frac{L_t}{L_p}\right)=\left(\frac{L_t}{L_p}\right)_{optimal}} = 0 \quad \therefore \left(\frac{L_t}{L_p}\right)_{optimal} = 2\sqrt{2}. \tag{4-17}$$

On vérifie que le produit RS est bel est bien maximal puisque pour $L_t/L_p = 2\sqrt{2}$, la dérivée seconde de ce produit est négative. Considérant $L_t/L_p = 2\sqrt{2}$, il est intéressant de calculer certains autres paramètres:

$$R=\frac{2}{3},\ S=\frac{\sqrt{3}}{3},\ RS=\frac{2\sqrt{3}}{9}\approx 0.385,\ L_p'\approx 1.93L_p. \tag{4-18}$$

La fonction de transfert obtenue à l'équation (4-15) permet de poser l'hypothèse que l'utilisation d'une fibre linéairement polarisante entre la bobine de mesure et la bobine de modulation permet de régler le problème de couplage de modes. La partie suivante présente la conception d'un second prototype de laboratoire qui devrait servir à vérifier cette hypothèse.

4.2 Conception du second prototype de laboratoire

Le second prototype est en fait une modification du premier prototype. Il est illustré à la figure 4.4.

Un circuit muni d'une diode laser multimode Sharp LT-023 injecte une lumière dans une fibre monomode. Un pseudo-dépolariseur de Lyot dépolarise cette lumière avant qu'elle n'entre dans l'interféromètre. Les deux sections de fibre de ce pseudo-dépolariseur ont

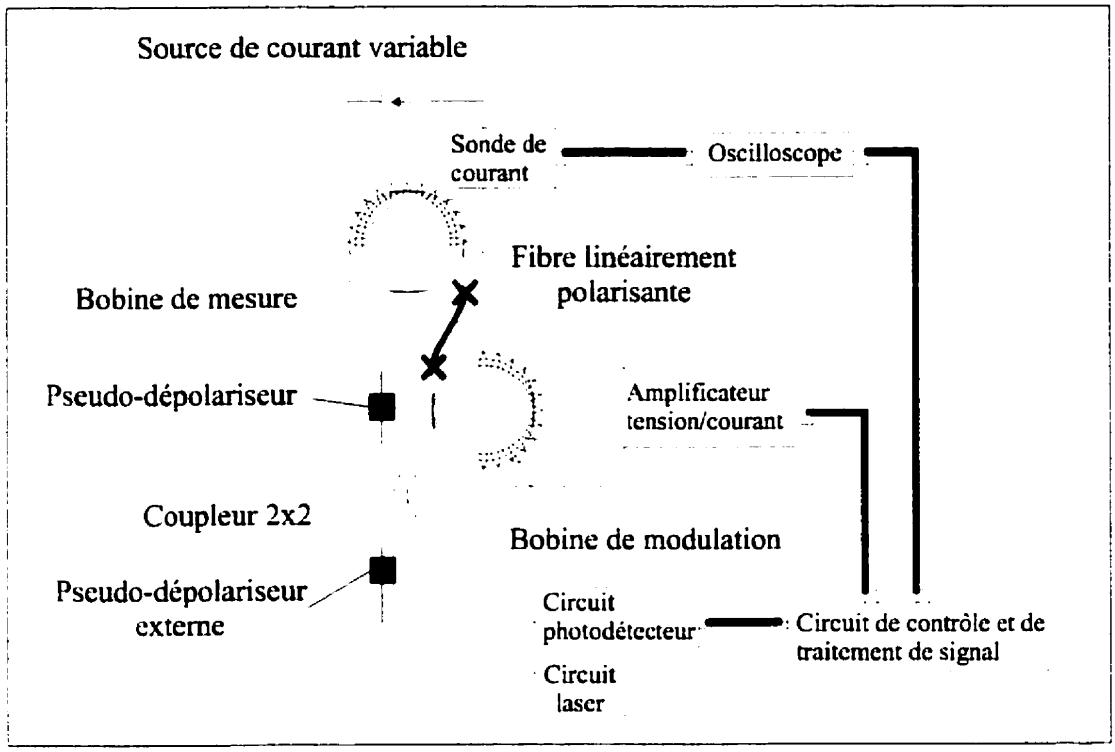


Figure 4.4 Second prototype de laboratoire

2.5 m et 4.5 m de longueur. La fibre employée pour fabriquer le pseudo-dépolariseur est une fibre à maintien de polarisation Corning PMF-38.

La lumière dépolarisée entre dans l'interféromètre en anneau par un coupleur 2×2 constituant le site d'interférence. Dans la boucle de l'interféromètre, on retrouve un second pseudo-dépolariseur de Lyot. Ce deuxième pseudo-dépolariseur est fait de deux sections de fibre Corning PMF-38 de 5 m et 13 m de longueur. On retrouve ensuite une bobine de modulation constituée de 78 tours de fibre de type "Spun Hi-Bi". 500 tours de conducteur de cuivre sont enroulés sur cette bobine. Également, une bobine de mesure de 52 tours de

fibre de type "Spun Hi-Bi", de même nature que celle de la bobine de modulation, est présente. 222 tours de conducteur de cuivre sont enroulés sur la bobine de modulation.

Entre les deux bobines, on retrouve une section de 10 m de fibre linéairement polarisante 3M FS-PZ-4611. Comme il a été expliqué précédemment, il est préférable d'aligner les axes propres de cette fibre avec ceux des modes elliptiques des fibres optiques de type "Spun Hi-Bi". Toutefois, effectuer une fusion de fibre avec un contrôle de l'alignement des axes nécessite une fusionneuse à fibre optique spécialisée. Les fusions étant effectuées à l'aide d'un fusionneuse pour fibres de télécommunications, les axes de la fibre linéairement polarisante n'ont pas pu être alignés. L'orientation de ces axes est aléatoire. S'il s'avérait que l'amplitude des harmoniques impaires soit insuffisante, il faudrait refaire les fusions qui lient la fibre linéairement polarisante aux deux fibres de type "Spun Hi-Bi".

En ce qui concerne les circuits de photodétection et de traitement de signal, ce sont les mêmes qui ont été employés pour la conception et l'essai du premier prototype de laboratoire. Le logiciel est également identique.

4.3 Essai du second prototype

La mise en route du second prototype s'effectue de la même façon que la mise en route du premier prototype. Toutefois, le gain de l'amplificateur tension/courant est employé pour

ajuster l'indice de modulation A. Ceci est nécessaire puisque, en raison des divers facteurs affectant l'amplitude des harmoniques, le point d'opération A = 2,63 radians n'est pas celui à utiliser. Dans le cas où on utilise une fibre linéairement polarisante entre les deux bobines de type "Spun Hi-Bi", les deux signaux extraits dans les deux premières bandes harmoniques sont:

$$\begin{aligned} y_1(t) &= K_s \mathrm{J}_1(A) R\cos(2\delta)\cos(2\epsilon)\sin(2\mu VSNI(t)) \\ x_2(t) &= K_s \mathrm{J}_2(A)\cos(2\mu VSNI(t)), \end{aligned} \tag{4-19}$$

où K_s est une constante dépendant du gain du circuit photodétecteur et de la conversion analogique numérique. Puisque le logiciel n'a pas été modifié du premier au second prototype, le gain de l'amplificateur doit être ajusté pour que:

$$\mathrm{J}_1(A) R\cos(2\delta)\cos(2\epsilon) = \mathrm{J}_2(A). \tag{4-20}$$

4.3.1 Premier essai

À la suite de la mise en route du capteur, un courant à 60 Hz de l'ordre de 10 A eff. est injecté dans le conducteur enroulé sur la bobine de mesure. Curieusement, le signal à la sortie du circuit de traitement de signal est très instable. Sauf la branche de sortie, la manipulation des branches du coupleur apporte une modification de ce signal de sortie. Une fois de plus, l'expérimentation apporte un comportement problématique du capteur. Tentons de déterminer la cause de ce comportement.

L'étude théorique du capteur interférométrique à boucle dépolarisée a permis de démontrer que l'utilisation du pseudo-dépolariseur de Lyot dans la boucle de l'interféromètre le désensibilise par rapport à l'état de polarisation de la lumière à l'entrée de l'interféromètre. Ainsi, le fait que la manipulation de la fibre d'entrée modifie le comportement du capteur est inconsistant avec la démonstration du chapitre 2.

Également, l'expérience de Van Neste et al. a montré que ce pseudo-dépolariseur désensibilise le capteur par rapport à l'opération de contrôleurs de polarisation situés de part et d'autre du site d'interférence. Ce comportement a été démontré mathématiquement. Aussi, la manipulation des branches du coupleur 2×2 situées dans la boucle de l'interféromètre ne devrait pas avoir d'effet sur le signal de sortie.

Par rapport au premier prototype, deux éléments ont été ajoutés: un pseudo-dépolariseur de Lyot à l'entrée de l'interféromètre pour que la lumière l'attaquant soit dépolarisée et une section de fibre linéairement polarisante entre les deux bobines. On doit trouver un lien entre l'ajout de ces deux éléments et l'instabilité du capteur.

Dans son livre, Lefèvre a abordé le cas de l'utilisation d'un pseudo-dépolariseur dans un gyroscope à fibre optique (374). À la page 75, il écrit:

> "However, this depolarization is not completely equivalent to a naturally unpolarized light. Unpolarized light remains perfectly unpolarized independently of the birefringence of the propagation medium (if the attenuation is not polarization-dependent): two orthogonal polarizations are always statistically decorrelated. With depolarization of a broad spectrum with a birefringent propagation, on the other hand, a good correlation may be restored by compensating for the delay."

Voilà la clé de l'énigme! Le premier pseudo-dépolariseur dépolarise la lumière émise par la source laser. Le second pseudo-dépolariseur et les sections de fibre de type "Spun Hi-Bi" étant biréfringents, il est possible que la dépolarisation effectuée par le premier pseudo-dépolariseur soit inhibée par la biréfringence des éléments de la boucle de l'interféromètre. La lumière est dépolarisée pour ensuite être repolarisée dans la boucle par les éléments biréfringents. Il est alors clair que la manipulation des branches du coupleur puisse apporter une modification du signal de sortie du circuit de traitement de signal.

4.3.2 Équations de conception des pseudo-dépolariseurs

D'après Lefèvre (374), une source optique dont le spectre est gaussien possède une fonction de cohérence temporelle $\gamma_c(\tau)$ telle que:

$$\gamma_c(\tau)=e^{-\frac{\tau^2}{4}t_c^2}, \tag{4-21}$$

où τ_c est le temps de cohérence de la source. La fonction de cohérence temporelle $\gamma_c(\tau)$ caractérise le degré de corrélation statistique qui existe entre deux faisceaux issus d'une même source, ayant un parcours identique mais étant décalés d'un intervalle de temps τ. Si $\tau = 0$, la fonction de cohérence temporelle $\gamma_c(\tau)$ est maximale et vaut 1; il y a alors pleine corrélation entre les deux faisceaux et ceux-ci sont susceptibles d'interférer ensemble. À l'autre extrémité, si $\tau >> \tau_c$, la fonction de cohérence temporelle $\gamma_c(\tau)$ tend vers zéro et les deux faisceaux, étant statistiquement décorrelés, n'interfèrent pas ensemble. Il existe un temps de décorrélation τ_{dc} au-delà duquel on considère que la fonction de cohérence temporelle $\gamma_c(\tau)$ est nulle:

$$\tau_{dc}\approx\frac{1}{c}\frac{\overline{\lambda}^2}{\Delta\lambda_{FWHM}}, \tag{4-22}$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide, $\overline{\lambda}$ est la longueur d'onde centrale du spectre de la source tandis que $\Delta\lambda_{FWHM}$ est sa largeur à mi-hauteur.

Lorsqu'un faisceau lumineux entre dans un pseudo-dépolariseur, il est généralement décomposé en quatre "paquets de cohérence". L'exception à ce fait survient lorsque l'état de polarisation du faisceau est linéaire et aligné avec l'un des axes propres des sections de fibre optique constituant le pseudo-dépolariseur. Dans ce cas particulier, le faisceau n'est décomposé qu'en deux paquets de cohérence. Toutefois, l'étude du cas général couvre ce cas particulier.

La figure 4.5 illustre le concept de "paquet de cohérence". On y voit un faisceau incident, possédant une fonction de cohérence donnée et qui attaque un pseudo-dépolariseur. À la sortie, on retrouve les quatre paquets de cohérence. Le pseudo-dépolariseur est tel qu'il

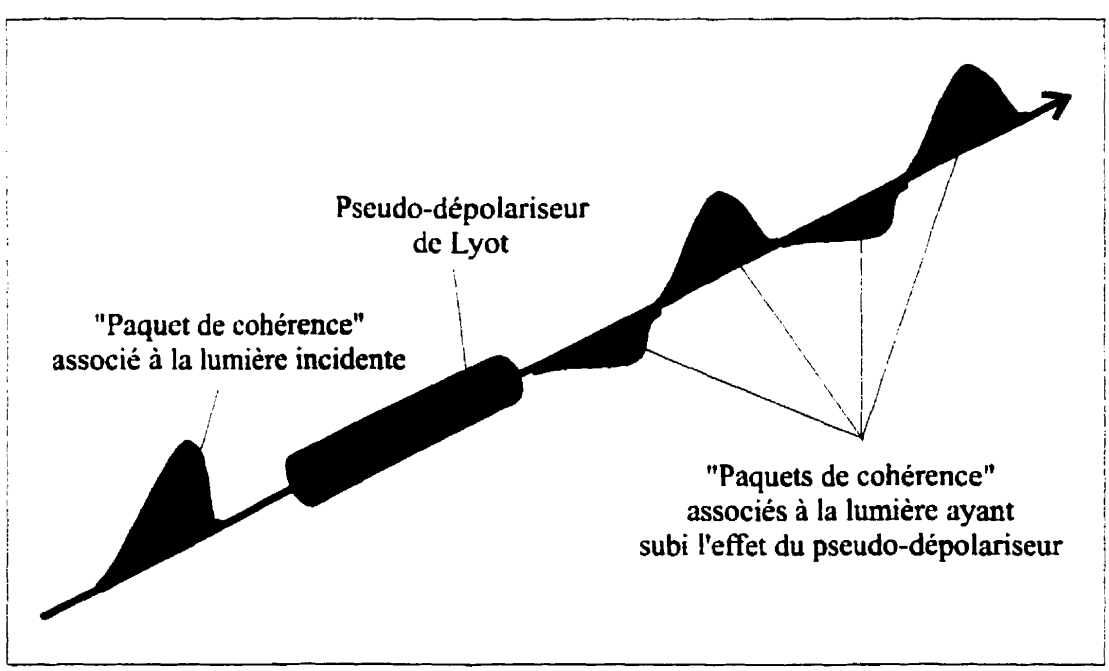


Figure 4.5 Illustration de l'effet du pseudo-dépolariseur de Lyot à l'aide du concept de "paquet de cohérence"

distribue également la puissance optique dans l'un et l'autre des axes et qu'il fait en sorte que les paquets de cohérence ne se chevauchent pas. Ainsi, la lumière d'un axe n'est pas corrélée avec la lumière de l'autre axe. C'est pourquoi l'on dit que cette lumière est dépolarisée. Pour les fins de la présente explication, on représente les paquets de cohérence dans un seul plan (figure 4.6).

Pour que les paquets de cohérence ne se chevauchent pas, il est nécessaire que le délai apporté par le pseudo-dépolariseur entre ceux-ci soit d'au moins τ_{dc}. Les fibres du pseudo-dépolariseur possédant une longueur de battement L_p, on peut montrer que les longueurs L_1 et L_2 de la petite et de la grande section de fibre constituant le pseudo-dépolariseur sont alors bornées par:

$$L_1 \geq L_p \frac{\bar{\lambda}}{\Delta\lambda_{FWHM}}, \quad L_2 \geq 2L_1. \tag{4-23}$$

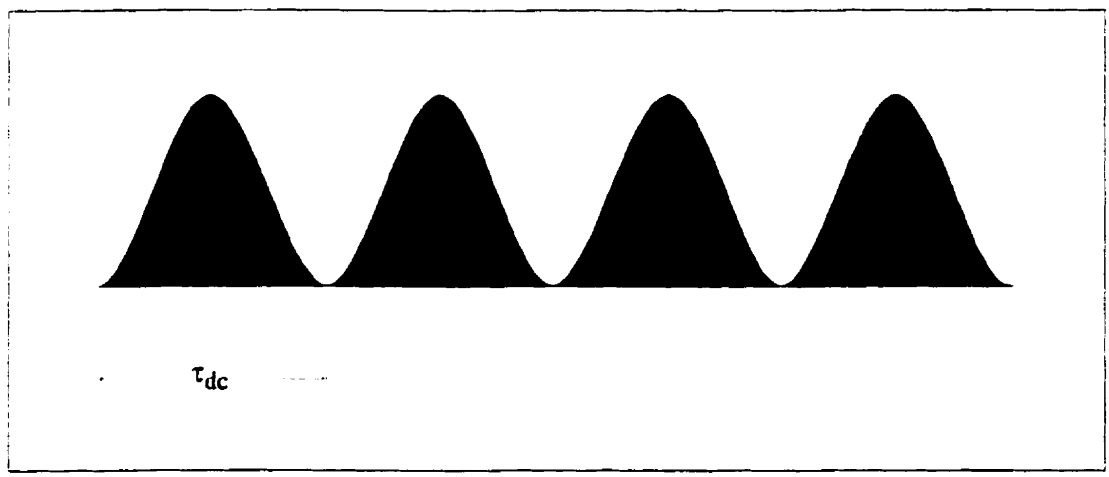


Figure 4.6 Paquets de cohérence issus du pseudo-dépolariseur, représentés dans un même plan

Puisque la longueur de battement L_p est égale au rapport $\bar{\lambda}/\Delta n$, l'équation (4-23) est équivalente à l'équation (II-7) donnée lors de l'étude du capteur interférométrique à boucle dépolarisée.

Si, une fois dépolarisée, la lumière traverse un milieu de longueur L_m et de longueur de battement L_{pm}, chacun des quatre paquets de cohérence peut se décomposer en deux paquets décalés d'un intervalle de temps τ_m tel que:

$$\tau_m = \frac{\bar{\lambda}}{c}\frac{L_m}{L_{pm}}. \tag{4-24}$$

On retrouve jusqu'à huit paquets de cohérence et il existe trois zones de chevauchement où la puissance d'un des quatre paquets de cohérence originaux est susceptible d'interférer avec celle d'un autre de ces paquets (figure 4.7). La lumière n'est plus dépolarisée puisque la

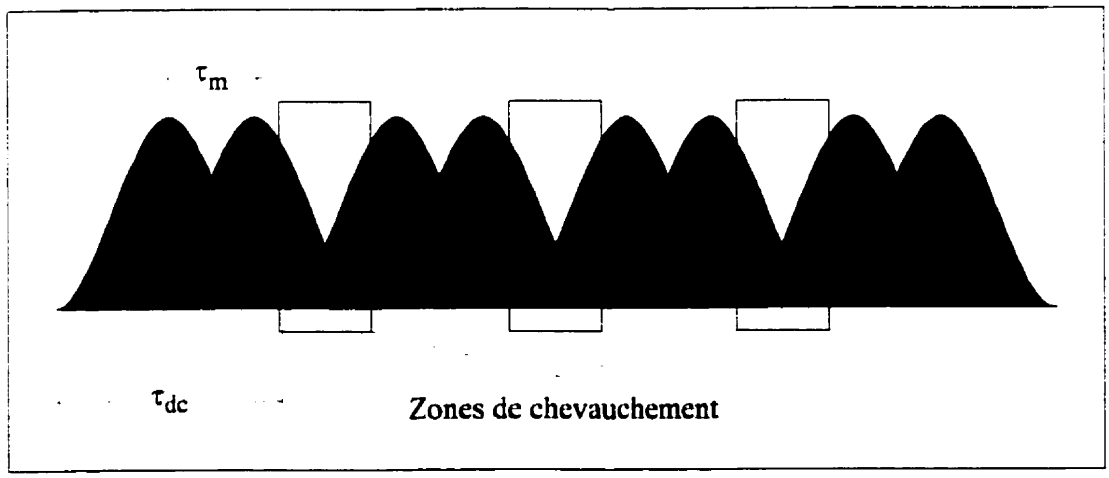


Figure 4.7 Paquets de cohérence associés à la lumière subissant l'effet du pseudo-dépolariseur et d'un élément biréfringent

puissance optique dans un axe est corrélée avec la puissance optique dans l'autre axe et que, en raison de l'interférence longitudinale possible, la puissance n'est plus distribuée également entre ces deux axes.

Dans le capteur interférométrique à boucle dépolarisée, la fibre de type "Spun Hi-Bi" constituant les deux bobines de mesure est biréfringente. Sa longueur de battement elliptique $L_p{}'$ est donnée à l'équation (2-8). Si le pseudo-dépolariseur est conçu selon la limite inférieure de l'équation (4-23), la biréfringence de la fibre de type "Spun Hi-Bi" est susceptible de faire chevaucher les paquets de cohérence. À ce moment, on ne peut garantir la robustesse du capteur aux perturbations mécaniques puisque la démonstration a été effectuée sous l'hypothèse que la lumière était dépolarisée.

Pour se prémunir contre une repolarisation causée par la fibre de type "Spun Hi-Bi", il suffit, pour la construction du pseudo-dépolariseur, d'utiliser des sections de fibre assez longues pour que les quatre paquets issus du pseudo-dépolariseur soient décalés d'un temps τ_l au moins égal à $\tau_{dc} + \tau_m$ (figure 4.8 de la page suivante). Les longueurs L_1 et L_2 requises sont alors:

$$L_1 \geq L_p\left(\frac{\bar{\lambda}}{\Delta\lambda_{FWHM}} + \frac{L_m}{L_{pm}}\right),\ L_2 \geq 2L_1. \tag{4-25}$$

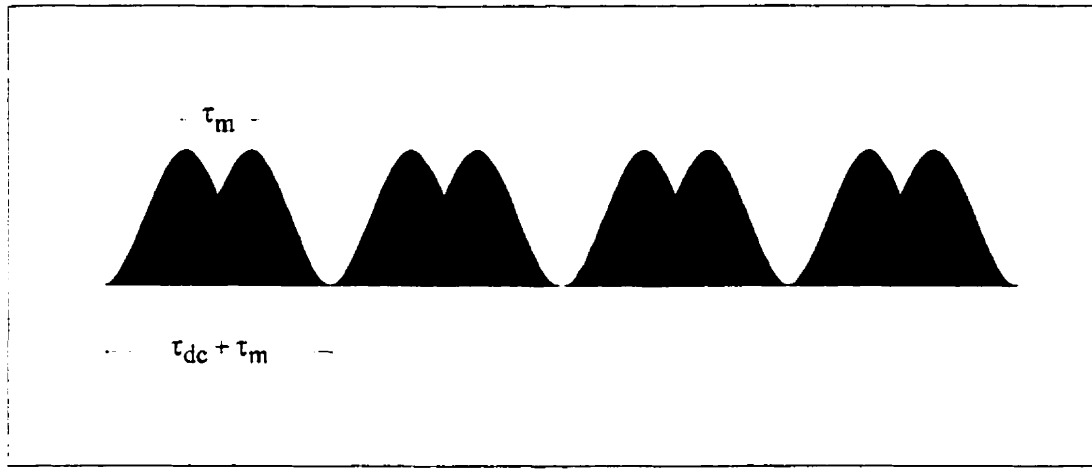


Figure 4.8 Paquets de cohérence avec zones de chevauchement éliminées

Pour ce qui est du pseudo-dépolariseur externe, pour que sa dépolarisation ne soit pas perturbée par les éléments situés dans la boucle, il faut que le délai entre les quatre paquets de cohérence qui en sortent soit suffisament grands pour éviter tout chevauchement. Le délai minimal τ_2 requis est de $4(\tau_{dc} + \tau_m)$. Ainsi, les longueurs L_3 et L_4 des sections de fibres du pseudo-dépolariseur hors de la boucle sont données par:

$$L_3 \geq L_p\left(\frac{\bar{\lambda}}{\Delta\lambda_{FWHM}} + \frac{L_1 + L_2}{L_p} + \frac{L_m}{L_{pm}}\right), \quad L_4 \geq 2L_3. \tag{4-26}$$

Les équations (4-27) et (4-28) sont les équations de conception des pseudo-dépolariseurs du capteur interférométrique à boucle dépolarisée et constituent la huitième contribution de la thèse à l'avancement de la connaissance. Elles permettent d'éviter la repolarisation de la lumière par les divers milieux biréfringents. Elles sont maintenant employées pour corriger les pseudo-dépolariseurs du second prototype.

4.3.3 Deuxième essai

D'après les données du manufacturier, la source laser Sharp LT-023 possède une longueur d'onde centrale $\overline{\lambda}$ de 780 nm tandis que la largeur de son spectre $\Delta\lambda_{FWHM}$ est d'environ 2 nm. Les deux sections de fibre de type "Spun Hi-Bi" employées pour constituer les bobines ont une longueur totale de 70 m. La longueur de battement elliptique $L_p{}'$ de ces fibres est de 68 mm. À partir de ces données, la borne inférieure de la longueur L_1 est:

$$L_1 \geq 1420 L_p. \tag{4-27}$$

Afin d'avoir des pseudo-dépolariseurs plus courts, une fibre plus biréfringente que la Corning PMF-38, la fibre 3M FS-PM-4621, est employée. Sa longueur de battement L_p étant de 1 mm, L_1 doit être d'au moins 1,420 m. Une longueur de 6,5 m est choisie pour L_1. Conformément aux équations de conception, L_2, L_3 et L_4 ont une longueur de 13 m, 26 m et 52 m.

Après avoir modifié les pseudo-dépolariseurs, le capteur a de nouveau été essayé. Son comportement est alors beaucoup plus stable. Néanmoins, l'allure du signal de sortie du circuit de traitement de signal varie lentement dans le temps. Il existe encore une sensibilité à la manipulation des branches du coupleur. Les nouveaux pseudo-dépolariseurs ont amélioré la stabilité du capteur mais ce n'est pas suffisant. Tentons de déterminer ce qu'il reste à corriger.

Lorsque nous avons établi les équations de conception des pseudo-dépolariseurs, nous avons assumé que le spectre de la source était gaussien. En réalité, la diode laser Sharp LT-023 étant multimode, son spectre s'apparente plutôt à un ensemble de pointes plutôt qu'à un spectre gaussien régulier. La figure 4.9 montre le spectre mesuré de la diode utilisée.

Dans le cas où le spectre de la source n'est pas gaussien, l'équation (4-21) n'est pas la meilleure pour représenter la fonction de cohérence temporelle $\gamma_c(\tau)$. Une expression plus générale de $\gamma_c(\tau)$ est donnée par (374):

$$\gamma_c(\tau)=\frac{\Gamma_c(\tau)}{\Gamma_c(0)},\ \Gamma_c(\tau)=\int_{-\infty}^{+\infty}\alpha_c^2(f)e^{2j\pi f\tau}df. \tag{4-28}$$

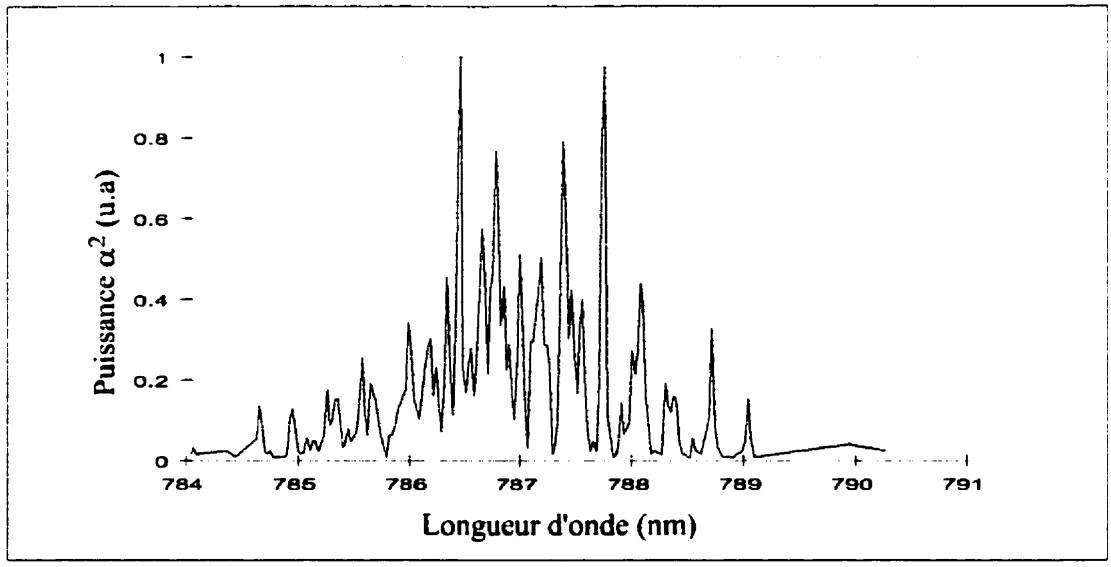


Figure 4.9 Spectre mesuré de la diode Sharp LT-023 utilisée

La fonction $\Gamma_c(\tau)$ est donc la transformée inverse de Fourier du spectre de la source centré à $f = 0$. Dans le cas où ce spectre est symétrique, $\Gamma_c(\tau)$ est réelle et symétrique.

À partir du spectre de la diode laser Sharp LT-023 mesuré, il est possible de calculer sa fonction de cohérence. Celle-ci est illustrée à la figure 4.10. On constate la présence d'un maximum à l'origine suivi d'un plateau bruyant à -10 dB. Au delà de la valeur du délai τ_{dc} tel que défini à l'équation (4-24) (environ 1 ps dans le cas présent), la fonction de cohérence temporelle $\gamma_c(\tau)$ atteint jusqu'à -7 dB par rapport à $\gamma_c(0)$. Pour un spectre gaussien, ce temps de délai τ_{dc} amène la fonction de cohérence temporelle $\gamma_c(\tau)$ à moins de -15 dB. Il est donc plausible que, le spectre de la diode laser Sharp LT-023 étant plus cohérent que celui d'une source à spectre gaussien, les pseudo-dépolariseurs soient insuffisants pour bien dépolariser la lumière qu'elle émet.

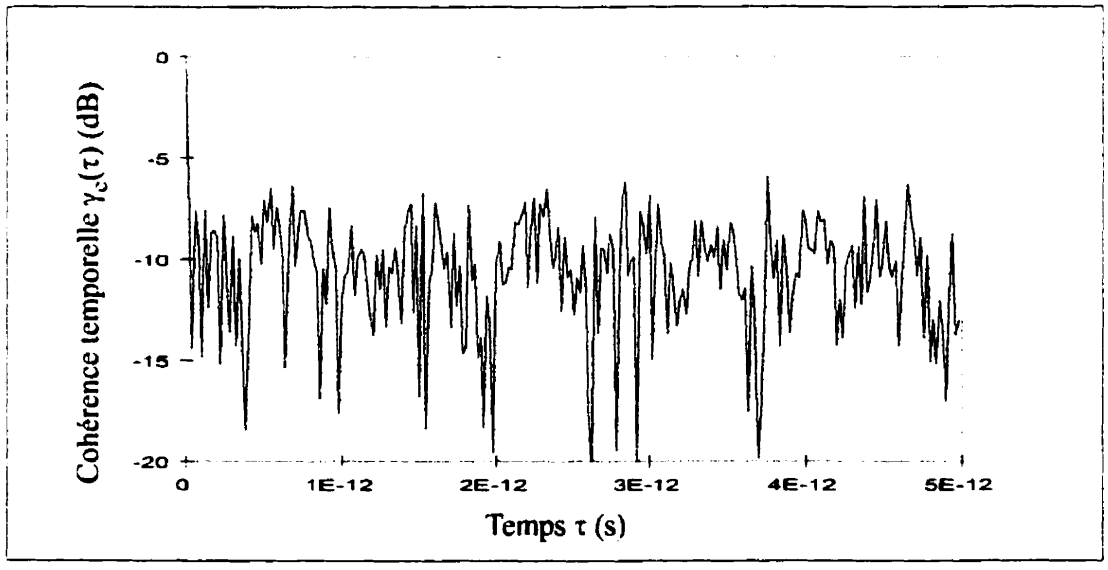


Figure 4.10 Cohérence temporelle $\gamma_c(\tau)$ calculée à partir du spectre mesuré de la diode Sharp LT-023 utilisée

4.3.4 Troisième essai

Pour vérifier l'hypothèse voulant que l'instabilité résiduelle du capteur soit due à la trop grande cohérence de la diode laser Sharp LT-023, celle-ci fut remplacée par une diode superluminescente Superlum SLD-361. Le spectre mesuré de cette source de même que sa fonction de cohérence temporelle $\gamma_c(\tau)$ sont respectivement illustrés aux figures 4.11 et 4.12. On constate que cette diode possède une allure beaucoup plus gaussienne que la diode Sharp LT-023. Les lobes secondaires qu'on peut apercevoir sur sa fonction de cohérence temporelle $\gamma_c(\tau)$ sont inférieurs à -15 dB.

Le troisième essai du capteur a enfin abouti à des résultats satisfaisants. La manipulation des branches du coupleur 2×2 n'amène pas de modification visible au signal de sortie du circuit de traitement de signal. Il semble donc que la lumière soit bien dépolarisée.

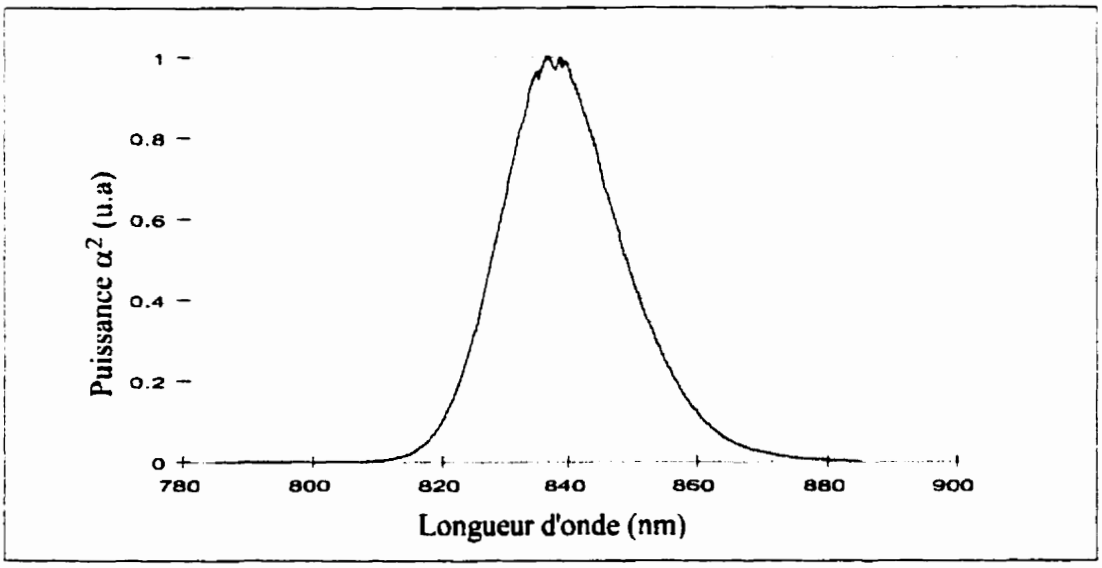


Figure 4.11 Spectre mesuré de la diode Superlum SLD-361 utilisée

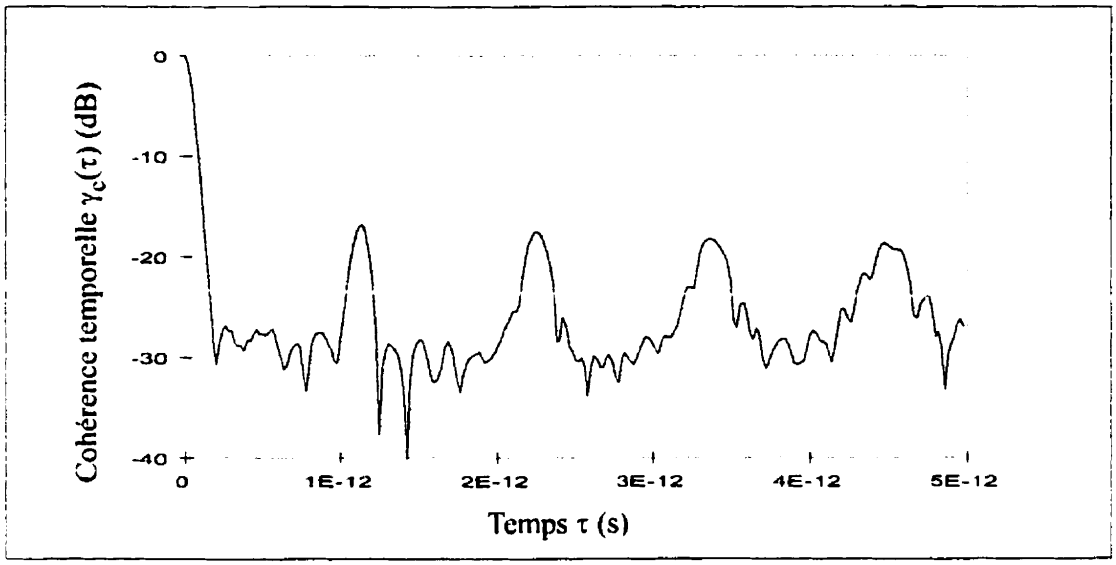


Figure 4.12 Cohérence temporelle $\gamma_c(\tau)$ calculée à partir du spectre mesuré de la diode Superlum SLD-361 utilisée

La manipulation de la fibre linéairement polarisante a pour effet de faire varier le niveau de puissance optique reçu par le circuit photodétecteur. Cependant, la forme du signal ne semble pas être affectée par cette manipulation. Hormis une variation d'amplitude commune à toutes les bandes de fréquences, le contenu fréquentiel du signal reçu au photodétecteur devrait demeurer stable. Le signal à la sortie du circuit de traitement de signal étant stable même lorsque la fibre linéairement polarisante est manipulée, on vérifie l'hypothèse voulant que l'utilisation d'une fibre linéairement polarisante soit un solution au problème de couplage de modes entre les deux bobines.

Après plusieurs minutes de fonctionnement, il est requis d'ajuster le gain de l'amplificateur tension/courant pour conserver le point d'opération du capteur à celui décrit par

l'équation (4-20). Ce comportement bizarre est reproduit lorsqu'on manipule la région des fusions entre les fibres de type "Spun Hi-Bi" et la fibre linéairement polarisante.

On explique ce comportement comme suit: l'orientation des axes des modes elliptiques des fibres optiques de type "Spun Hi-Bi" est influencé par la biréfringence de cette fibre; une partie de la biréfringence de cette fibre étant due au milieu (forme, pression), l'orientation des axes des modes elliptiques est influencée par le milieu; cette variation de l'orientation des axes apporte, conformément à l'équation (4-15), une variation de l'amplitude des harmoniques impaires. C'est ainsi qu'il est nécessaire d'ajuster le gain de l'amplificateur tension/courant pour conserver le même point d'opération. Cette variation lente du point d'opération du capteur n'est certes pas souhaitable. Il est toutefois possible d'envisager des mécanismes permettant de stabiliser ou de suivre le point d'opération.

Comme ce fut le cas pour le chapitre III, les résultats obtenus dans ce quatrième chapitre ont découlé d'itérations réflexion sur la théorie / travail expérimental. La première itération a débuté par la proposition de dispositions susceptibles de régler le problème de couplage apparu lors de l'essai du premier prototype de laboratoire. La solution la plus intéressante, l'utilisation d'une fibre à polarisation elliptique unique, n'a pu être sélectionnée en raison de l'indisponibilité de la fibre requise. Une solution alternative, employant une fibre linéairement polarisante, a donc servi de base au second prototype de laboratoire.

L'essai de ce second prototype de laboratoire a fait surgir une instabilité du signal de sortie du capteur. La deuxième itération théorie / travail expérimental a ainsi commencé par l'explication de cette instabilité. Une réflexion sur le lien entre la cohérence de la lumière et les pseudo-dépolariseurs a permis d'expliquer cette instabilité. Des équations de conception des pseudo-dépolariseurs ont été élaborées et celles-ci ont servi à corriger le second prototype de laboratoire.

Toutefois, cette correction n'était pas suffisante puisqu'une instabilité résiduelle était toujours apparente. Une troisième itération a été amorcée par l'étude des spectres et des fonctions de cohérence de deux modèles de sources optiques. La diode laser multimode employée depuis le début du présent travail a été remplacée par une diode superluminescente. Cette dernière étant moins cohérente que la première, les pseudo-dépolariseurs sont beaucoup plus efficaces. Un troisième essai du second prototype a confirmé la justesse de cette substitution.

Le concept de capteur optique de courant développé est suffisamment avancé pour aborder la conception et l'essai d'une maquette. Cette maquette sera soumise à des variations de température et des courants de l'ordre de ceux que l'on retrouve au niveau des réseaux de transport d'énergie électrique. C'est le sujet du prochain chapitre.

CHAPITRE V

CONCEPTION ET ESSAI D'UNE MAQUETTE

Le présent chapitre est consacré à la conception et à l'essai d'une maquette de capteur optique de courant grandeur nature. La conception de cette maquette est d'abord décrite.

Afin de permettre le développement d'algorithmes de traitement de signal, seul le signal brut reçu au photodétecteur a été enregistré lors des essais. Divers algorithmes de traitement de signal montés sur Matlab ont pu être essayés. L'algorithme de traitement de signal retenu est présenté.

Les essais effectués consistent en deux types: essais de précision en température et essais de précision à fort courant. L'essai de précision en température permet d'étudier le comportement du capteur en fonction de la température. Particulièrement, on désire vérifier si ce comportement est répétitif. En ce qui concerne l'essai de précision à fort courant, il permet de vérifier la possibilité que le capteur soit appliqué à la protection des réseaux de transport d'énergie électrique.

5.1 Conception de la maquette

L'allure physique de la maquette de capteur optique de courant est illustrée à la figure 5.1. La figure 5.2 montre le schéma de cette maquette.

La tête de mesure est en aluminium et est montée sur une colonne de plastique. Cette colonne simule un isolateur d'environ 120 kV. Étant donné qu'aucun essai diélectrique n'est prévu sur cette maquette, une simple colonne de plastique est suffisante.

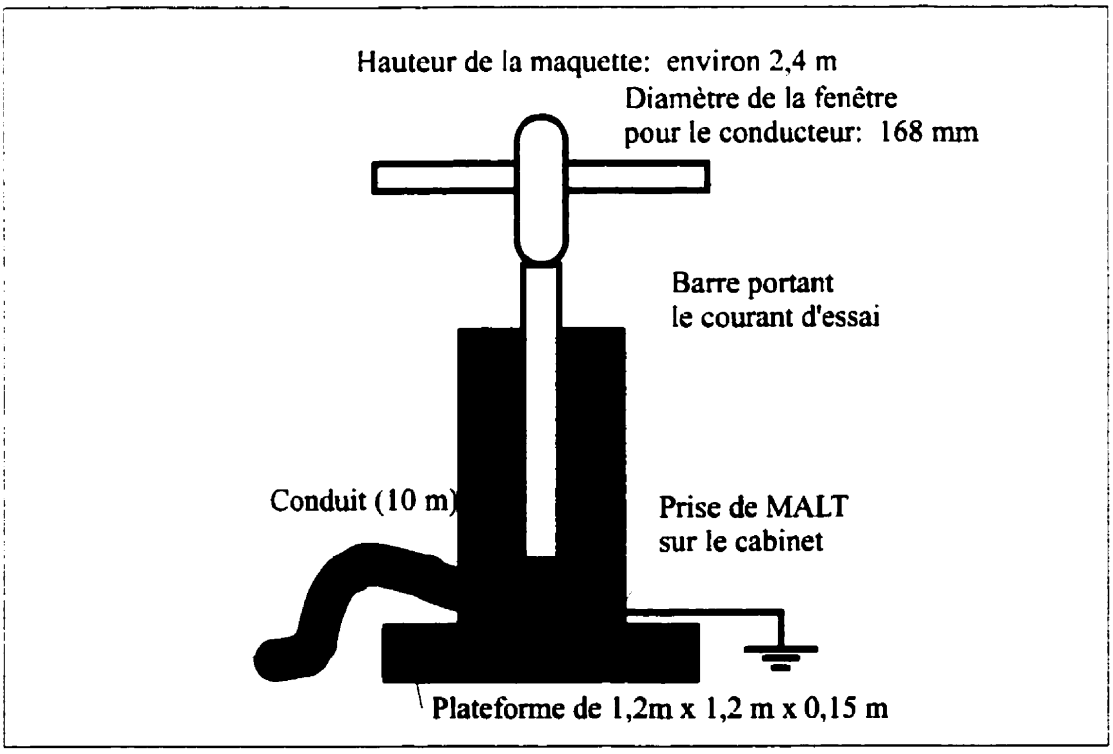


Figure 5.1 Allure physique de la maquette de capteur optique de courant

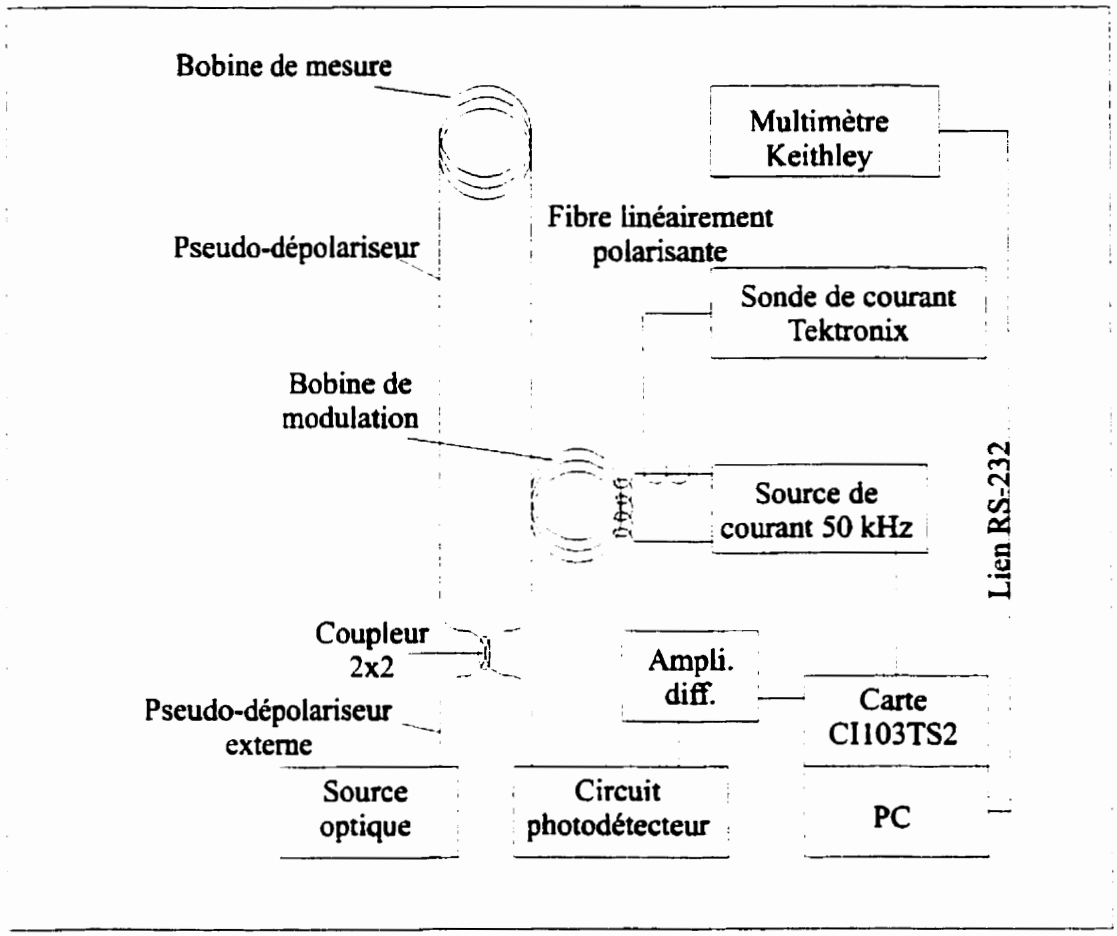


Figure 5.2 Schéma de la maquette de capteur optique de courant

La bobine de mesure de la tête de mesure est constituée de 70 tours de fibre optique de type "Spun Hi-Bi". Deux thermocouples, un au-dessus et l'autre sous la bobine de mesure, permettent la mesure de la température de celle-ci. Une fibre à maintien de polarisation et une fibre à polarisation unique sont fusionnées de part et d'autre de la bobine de mesure et constituent le lien optique entre la base de la colonne et la tête de mesure.

La fibre à maintien de polarisation de la colonne est partie intégrante du pseudo-dépolariseur de Lyot. Une section de 6,5 m est fusionnée à une autre section de 13 m à un angle de 45 degrés. En ce qui concerne la fibre linéairement polarisante, sa longueur est de 10 m et elle est fusionnée à la bobine de mesure et à la bobine de modulation. Les axes propres de la fibre à polarisation unique sont soigneusement alignés avec les axes du coeur elliptique des fibres de type "Spun Hi-Bi" de façon à maximiser le signal associé aux harmoniques impaires du signal issu de l'interféromètre.

La bobine de modulation se retrouve dans le cabinet à la base de la colonne. Elle comporte 1010 tours de fibre de type "Spun Hi-Bi" insérés dans 370 tours de conducteur de cuivre. Un thermocouple est situé près de celle-ci tandis qu'un autre permet la mesure de la température ambiante du cabinet à la base de la colonne. Un coupleur 2x2 est également présent et matérialise le site d'interférence du capteur. Il convient de noter que ce coupleur possède une longueur d'onde nominale de 780 nm alors que la longueur d'onde centrale de la source Superlum SLD-361 utilisée est de 818 nm. Ceci a pour effet de réduire la visibilité de l'interféromètre (voir l'équation (2-12) pour la définition de visibilité).

Un cabinet d'acier de 5 mm de paroi, isolé thermiquement, contient certains appareils électroniques: multimètre Keithley pour la mesure de température par thermocouples; sonde de courant Tektronix pour la mesure du courant de modulation; source de courant 50 kHz générant le courant de modulation; modules d'alimentation électrique nécessaires.

Un thermostat sert à contrôler deux ampoules de 150 W pour maintenir une température ambiante acceptable dans le cabinet lors des essais à basse température. Un thermocouple permet d'ailleurs de mesurer cette température. Pendant l'essai de précision en température, deux ouvertures ont été percées dans le cabinet afin d'y faire circuler de l'air provenant de l'extérieur de la chambre climatique pour les essais à haute température.

Un thermocouple à l'extérieur du cabinet mesure la température ambiante. Une mise à la terre est disponible sur le cabinet et constitue le seul point de référence de tous les appareils électroniques. La maquette est montée sur une plate-forme permettant un déplacement facile à l'aide d'un chariot pour plates-formes.

Un conduit d'une longueur de 10 m fait le lien entre la maquette et certains autres équipements électroniques. Dans ce conduit, on retrouve: un câble coaxial pour la mesure du courant à l'aide de la sonde Tektronix; une paire de conducteurs torsadés et blindés pour la transmission du signal de synchronisation de la source de courant 50 kHz; une paire de conducteurs torsadés et blindés pour le lien RS-232 utile à la communication avec le multimètre Keithley prenant les mesures de température; des conducteurs d'alimentation 120 V pour les équipements électroniques du cabinet; un conducteur de cuivre de calibre 2/0 en guise de référence de terre; une section de fibre à maintien de polarisation de 26 m de longueur fusionnée à 45 degrés à une autre section de fibre à maintien de polarisation de 52 m de longueur qui constituent le pseudo-dépolariseur externe et qui transportent la lumière

de la source optique à l'interféromètre; une fibre monomode rapportant le signal optique de l'interféromètre.

Les équipement électroniques branchés à l'autre bout du conduit sont: la source de puissance optique, munie d'une diode superluminescente Superlum SLD-361 refroidie par un module à effet Peltier et directement fusionnée à la fibre à maintien de polarisation; le circuit photodétecteur comprenant une diode de type PIN au silicium et un circuit de transimpédance avec 300 kΩ en contre-réaction; un ordinateur industriel dont l'un des ports série permet la communication par lien RS-232 pour la mesure de température; une carte de traitement numérique de signaux configurée pour fonctionner en système d'acquisition à deux canaux conjointement avec un logiciel d'interface usager convivial, et qui génére le signal de synchronisation de la source de courant 50 kHz; deux amplificateurs différentiels Tektronix servant de module de conditionnement et de filtrage pour les deux entrées de la carte de traitement numérique de signaux.

Il est clair que la maquette fabriquée n'est pas optimale et ne pourrait être produite commercialement telle que décrite. Il n'en demeure pas moins que le matériel assemblé dans un laps de temps relativement court permet d'atteindre le but qui est de démontrer le bien-fondé de la topologie de capteur optique de courant développée. Passons maintenant à la description de l'algorithme de traitement de signal retenu.

5.2 Algorithme de traitement de signal

L'essai du second prototype de laboratoire nous a démontré qu'il était nécessaire d'ajuster constamment le gain de l'amplificateur courant/tension afin de maintenir le point d'opération du capteur. Cet ajustement permet de compenser la variation de l'amplitude des harmoniques impaires due à la variation des axes des modes elliptiques.

Plutôt que d'ajuster constamment le gain de l'amplificateur, il est possible de faire la compensation de l'amplitude des harmoniques impaires de façon logicielle. Ceci donne l'avantage de pouvoir employer une source de courant d'amplitude constante pour alimenter la bobine de modulation. Également, ceci permet de mettre en oeuvre la stratégie de compensation des variations de température et de longueur d'onde décrite au chapitre 3.

La démodulation synchrone des deux premières bandes de fréquences fournit deux signaux $y_1(t)$ et $x_2(t)$ tels que donnés à l'équation (4-19). Dans le cas où le facteur d'amplitude des harmoniques impaires est égal au facteur d'amplitude des harmoniques paires, il est possible de prendre le rapport de ces signaux pour ensuite, à l'aide de la fonction arctangente, extraire un signal proportionnel au courant à mesurer. C'est le point d'opération recherché.

L'algorithme de traitement de signal cherche à calculer un facteur F_c à appliquer aux harmoniques impaires afin que les deux facteurs d'amplitude soient égaux. Ainsi, le but visé est:

$$F_c J_1(A) R\cos(2\delta)\cos(2\epsilon) = J_2(A). \tag{5-1}$$

Si l'on trace sur un plan cartésien, pour un intervalle de temps donné, le lieu $(x_2(t), y_1(t))$, on s'aperçoit que celui-ci se situe sur un cercle si la relation (5-1) est exacte. C'est l'angle instantané du lieu $(x_2(t), y_1(t))$ par rapport à l'axe des abcisses qui détermine la valeur instantanée du courant à mesurer. Si toutefois F_c est tel que la relation (5-1) ne soit pas respectée, le lieu $(x_2(t), y_1(t))$ se situe sur une ellipse. Parce qu'il permet de maintenir le lieu $(x_2(t), y_1(t))$ sur un cercle, le facteur F_c est appelé "facteur de circularité". La figure 5.3 illustre les trois cas possibles.

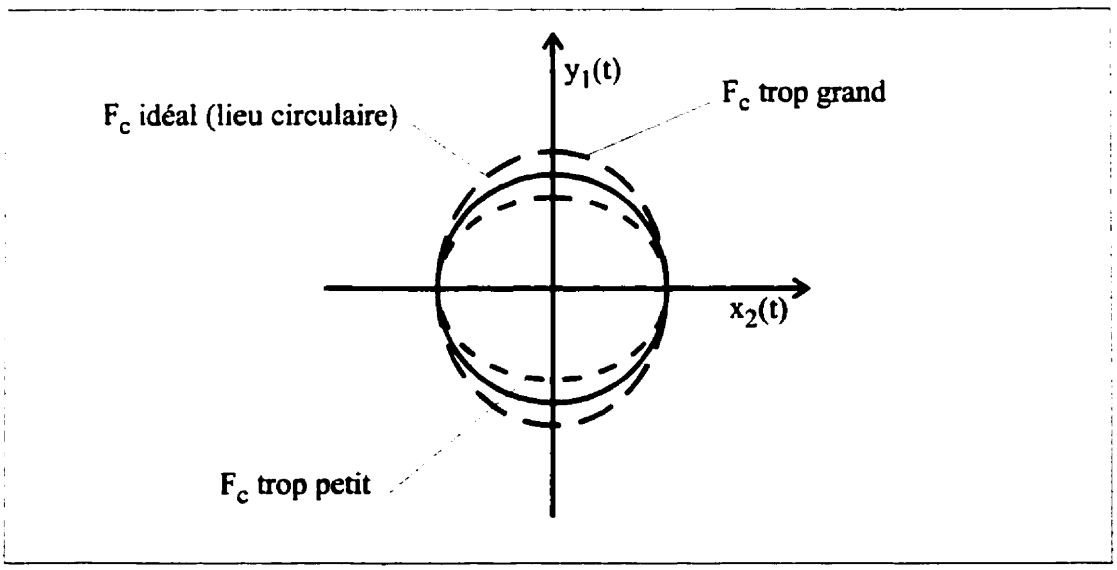


Figure 5.3 Lieu $(x_2(t), y_1(t))$ pour trois valeurs de F_c

La détermination de F_c peut s'effectuer par l'observation de l'évolution de la distance entre l'origine du plan cartésien et les points constituant le lieu $(x_2(t), y_1(t))$. Si F_c est adéquat, cette distance est constante. Toutefois, si F_c est trop petit ou trop grand, la distance diminuera ou augmentera en fonction de la valeur absolue de l'angle instantané du lieu par rapport à l'axe des abcisses. C'est ainsi qu'il est possible d'ajuster F_c par l'observation du lieu $(x_2(t), y_1(t))$.

Notons que l'algorithme qui vient d'être décrit ne permet pas la mesure d'un courant purement continu. Pour pouvoir ajuster le facteur de circularité F_c, l'algorithme nécessite un certain nombre de points $(x_2(t), y_1(t))$ qui doivent évoluer dans le temps. Dans le cas d'un courant purement continu, les points $(x_2(t), y_1(t))$ sont idéalement identiques. Il n'est alors pas possible de déterminer si le lieu $(x_2(t), y_1(t))$ est un cercle ou une ellipse. En fait, il existe une infinité d'ellipses passant par ce lieu qui est un point unique. Si le courant mesuré possède une composante continue et une composante alternative, il devient possible de faire l'ajustement du facteur de circularité F_c et de mesurer à la fois la composante continue et la composante alternative. Ainsi, l'asymétrie d'un courant de défaut, quelle que soit sa constante de temps, devrait pouvoir être reproduite correctement.

5.3 Essai de précision en température

La maquette ayant été décrite et l'algorithme de traitement de signal ayant été expliqué, les essais de cette maquette débutent par l'essai de précision en température.

5.3.1 Description du montage d'essai

Le montage d'essais est illustré à la figure 5.4. La maquette est installée dans la chambre climatique CC2 du Laboratoire Grande Puissance de l'IREQ. Un jeu de barre d'aluminium de 6 pouces de diamètre, du même type que ceux employés dans les postes 735 kV, est inséré dans la fenêtre de la tête de la maquette. Une source de courant d'amplitude variable à 60 Hz, située à l'extérieur de la chambre climatique, permet d'injecter, dans le jeu de barres, un courant pouvant aller jusqu'à 7,5 kA efficaces. La tension efficace induite sur une bobine de Rogowski est mesurée par un multimètre et est utilisée comme mesure de référence. La précision sur cette mesure est garantie à ±1%. Un ventilateur permet d'uniformiser la température dans la chambre. Plusieurs points de mesure de température ambiante sont fournis par l'IREQ (±1 °C). La photographie 5.1 de la page 125 montre le montage d'essais.

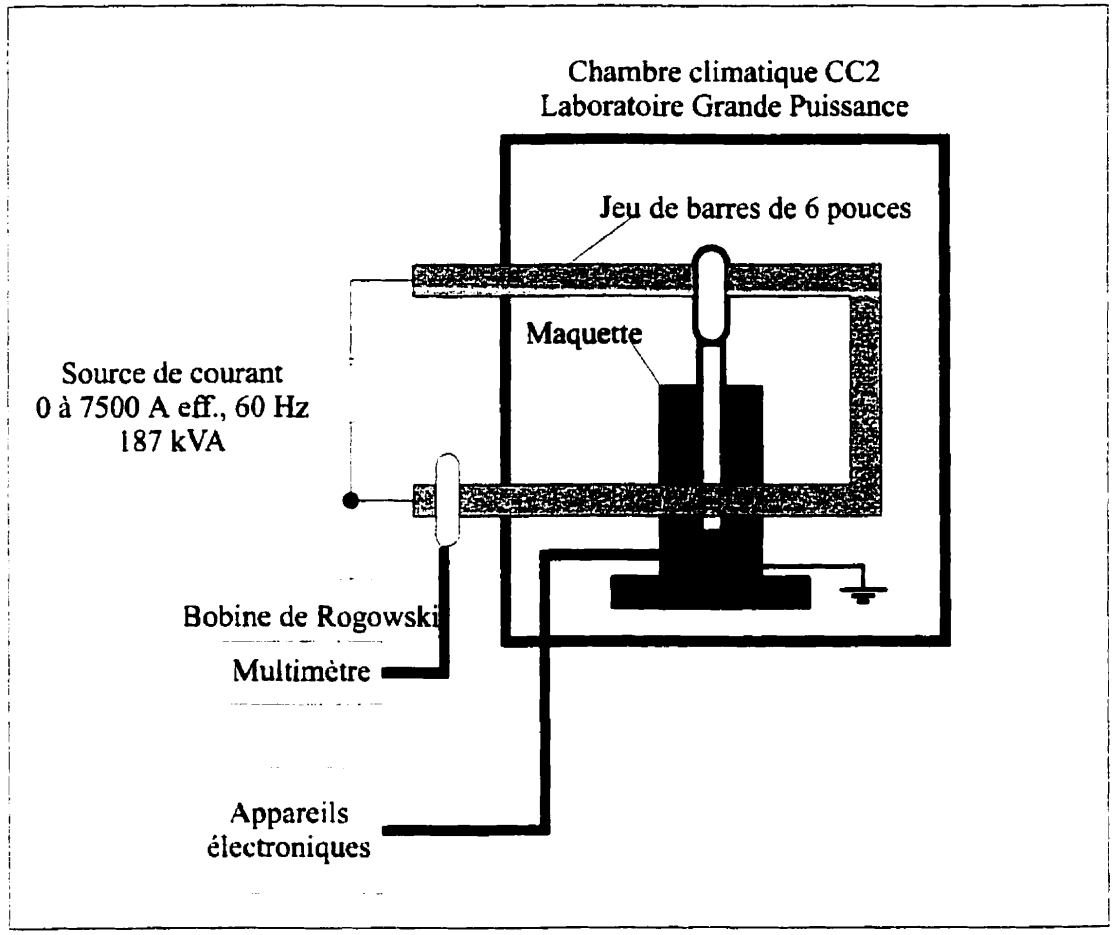


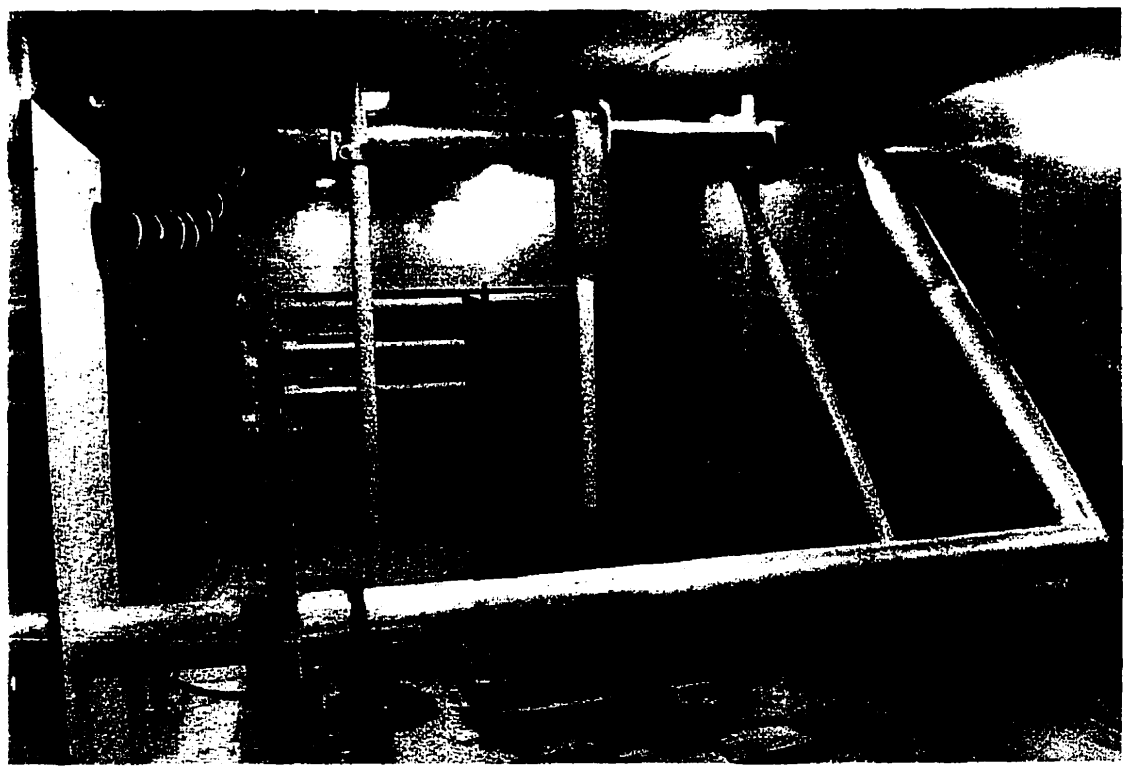
Figure 5.4 Montage d'essais pour essai de précision en température

5.3.2 Procédure d'essai

La procédure d'essai initiale est établie comme suit:

- calibrer la chaîne de mesure de la maquette à température ambiante;
- descendre la température dans la chambre climatique à -50°C et effectuer des paliers de 10°C jusqu'à une température maximale de 50°C;

- pour chaque palier, attendre 1 h pour stabiliser la température de la maquette;
- pour chaque palier, enregistrer le signal optique et le courant de modulation à chacun des niveaux efficaces de courant à mesurer suivants: 100 A, 1 kA, 2 kA, 4 kA et 7,5 kA;
- lorsque le palier à 50°C est complété, descendre la température par paliers de 10°C jusqu'à une température minimale de -50°C;
- pour chaque palier, attendre 1 h pour stabiliser la température de la maquette;
- pour chaque palier, enregistrer le signal optique et le courant de modulation à chacun des niveaux efficaces de courant à mesurer suivants: 100 A, 1 kA, 2 kA, 4 kA et 7,5 kA.



Photographie 5.1 Montage d'essais pour essai de précision en température

5.3.3 Analyse des résultats

Un total de 97 mesures ont été effectuées. L'annexe XII contient un compte rendu du déroulement de l'essai. Les signaux de la majorité des mesures ont été traités en temps différé à l'aide d'un algorithme monté sur Matlab. Les résultats sont regroupés sous forme de graphiques:

Annexe XIII: Sensibilité en fonction de la température pour un même courant mesuré

Les graphiques de la sensibilité en fonction de la température pour un même courant mesuré sont disponibles à l'annexe XIII.

Il n'a pas été possible de traiter les essais effectués à 100 A. Ceci est expliqué par le fait qu'à 100 A, la première harmonique du signal optique n'est pas suffisamment élevée.

En ce qui concerne les mesures à 50°C, les données n'ont pas été traitées puisque, lors des mesures 38 à 53 inclusivement, la source de courant 50 kHz n'était pas synchronisée avec le système d'acquisition.

Sur les différents graphiques, on constate que la majorité des points sont à l'intérieur des tolérances des appareils de référence. Toutefois, certains points sont hors tolérance. Pour

chacun de ceux-ci, le numéro de la mesure est inscrit et des signaux particuliers ont été relevés en annexe XIV.

Sur certains graphiques, les points expérimentaux sont reliés par des segments de droite selon la séquence dans laquelle ils ont été obtenus. Ceci permet de suivre la trajectoire de la sensibilité au cours de l'essai.

Annexe XIV: Cas particulier des essais hors tolérance

Comme il a été mentionné dans un paragraphe précédent, cette annexe rassemble des signaux particuliers des points expérimentaux associés aux mesures en dehors des tolérances des appareils de référence.

Annexe XV: Sensibilité en fonction du courant mesuré pour une même température

Cette annexe illustre les points expérimentaux obtenus pour une température donnée. Ceux-ci sont reliés par des segments de droite dans la séquence selon laquelle ils ont été obtenus.

Annexe XVI: Amplitude du signal optique en fonction de la température

Les graphiques de l'amplitude du signal optique en fonction de la température permettent de suivre l'évolution de l'atténuation du circuit optique en cours d'essai. On retrouve un graphique pour chaque niveau de courant puisque cette amplitude dépend du courant mesuré. Un traitement plus élaboré des données aurait permis une comparaison indépendante du courant mesuré mais cet effort n'est pas nécessaire puisque les données, telles que présentées, suffisent pour juger cette évolution.

Annexe XVII: Sensibilité de la bobine de modulation en fonction de la température

Cette partie permet d'évaluer s'il est possible de compenser activement les variations de sensibilité du capteur en fonction de la température.

5.3.4 Discussion

Tel que mentionné à la section précédente, il n'a pas été possible de traiter les données des essais dont le courant à mesurer est de 100 A. À faible courant, le signal résultant est proportionnel à la première harmonique du signal optique. Or, cette première harmonique se retrouve en général à 25 dB sous la deuxième harmonique et il devient difficile de la discriminer sur un temps d'intégration de 1 ms. De plus, les imperfections du courant de

modulation et de la dépolarisation peuvent occasionner l'apparition d'un signal parasite dans la bande de la première harmonique. Pour de faibles courants mesurés, ce signal parasite est de l'ordre du signal à traiter.

L'observation de la trajectoire de la sensibilité en fonction de la température permet de voir que la performance du système s'améliore en cours d'essai. Ceci s'explique par le fait que la bobine de mesure était fraîchement bobinée et n'avait jamais subi de cyclage thermique. Le fait de la cycler en température a probablement eu l'effet de relâcher certaines contraintes mécaniques. Selon le fabricant de la fibre de type "Spun Hi-Bi", l'Institut National d'Optique, le revêtement de cette fibre possède un module d'Young correspondant à celui d'un solide vers -40°C. Il existait probablement de fortes contraintes lors de la descente à -50°C, augmentant ainsi la biréfringence linéaire de la fibre et causant la baisse de sensibilité observée. Au fur et à mesure que les contraintes se relâchent, la variation de sensibilité en fonction de la température s'améliore.

Curieusement, la sensibilité du capteur diminue lorsque la température dépasse 20°C. Au moment de la fabrication de la bobine de mesure, une légère tension était appliquée sur la fibre optique. On peut expliquer ce comportement en supposant que le support physique de la bobine a un coefficient d'expansion thermique supérieur à celui de la fibre. En augmentant la température, le support exerce une tension supplémentaire sur la fibre et contribue ainsi à augmenter la biréfringence linéaire et à diminuer la sensibilité.

Les graphiques de l'annexe XIV permettent de découvrir que pour la majorité des mesures hors tolérance, la bande de la première harmonique contient une composante basse fréquence. En général, pour les essais affichant cette composante basse fréquence, la chambre climatique était au palier de température considéré depuis moins de 2 h. On peut croire que cette composante basse fréquence est causée par des contraintes mécaniques dépendantes de la transitoire thermique.

Il est intéressant de noter que la composante basse fréquence est présente dans la bande de la première harmonique sans toutefois l'être dans la bande de la deuxième harmonique. L'équation (3-17) a permis de montrer que l'amplitude des harmoniques paires est indépendante du couplage de modes alors que l'amplitude des harmoniques impaires est dépendante du couplage de modes. On peut ainsi croire que la composante basse fréquence est due à une variation thermique de la biréfringence ou du couplage de modes entre les deux bobines.

En ce qui concerne les quelques mesures hors tolérance qui ne démontrent pas de composante basse fréquence dans la bande de la première harmonique, ceux-ci sont des essais à la température extrême de -50°C. Il est donc normal que ces mesures soient hors tolérance si on suppose que, à une si basse température, la sensibilité est très perturbée par les contraintes mécaniques de la fibre optique. Également, pour plusieurs des mesures hors

tolérance, l'algorithme de traitement de signal a pu difficilement être appliqué en raison du faible niveau de l'information dans la bande de la première harmonique.

Les graphiques de la sensibilité en fonction du courant mesuré pour une même température permettent de constater que la performance de l'algorithme de traitement de signal n'est pratiquement pas dépendante du courant mesuré. On peut aussi constater que, par les trajectoires reliant les points expérimentaux, la sensibilité se stabilise en cours d'essais.

Les mesures effectuées à -10°C sont celles qui possèdent la plus grande répétitivité. Il est plausible qu'à cette température, la bobine de mesure soit à son minimum de contraintes mécaniques. Le diamètre du support de la bobine aurait diminué de façon plus importante que celui de la bobine diminuant ainsi la tension dans la fibre optique. À -10°C, il est probable que le revêtement de la fibre optique possède encore un faible module d'Young.

Les graphiques de l'amplitude du signal optique en fonction de la température font voir que l'atténuation du circuit optique augmente d'environ 3 dB en cours d'essais. Il semble également que la température de -10°C soit celle qui minimise l'atténuation. Ceci est consistant avec l'hypothèse qu'à cette température, la bobine de mesure soit à son minimum de contraintes mécaniques.

En ce qui concerne la sensibilité de la bobine de modulation en fonction de la température, le graphique de l'annexe XVII démontre qu'il s'agit là d'un moyen de compenser les variations de température. En effet, on constate que l'évaluation de la sensibilité de la bobine de modulation par traitement du signal optique détermine une relation permettant d'estimer la température ambiante et ainsi de compenser activement la sensibilité du capteur. Néanmoins, les résultats sont très bruités en raison de la faible amplitude de l'information en quatrième harmonique par rapport à celle contenue en deuxième harmonique. -16 dB est une valeur typique, la chaîne de mesure contribuant pour environ -2 dB. Le temps d'intégration utilisé pour ce traitement était de 100 ms. Il est certain qu'un temps d'intégration beaucoup plus long, de l'ordre de la minute, conduirait à des résultats moins bruités.

Ceci complète cette partie concernant l'essai de mesure de précision en température. Cet essai a permis d'en apprendre beaucoup sur le comportement en température du capteur interférométrique à boucle dépolarisée utilisant une fibre linéairement polarisante. Abordons maintenant l'essai de précision à fort courant.

5.4 Essai de précision à fort courant

Le circuit d'essais est illustré à la figure 5.5. La maquette est installée dans la cellule no 1 de la station Moyenne Tension du Laboratoire Grande Puissance de l'IREQ. Une barre d'aluminium traverse la tête de la maquette et porte le courant à mesurer. Il n'existe aucun

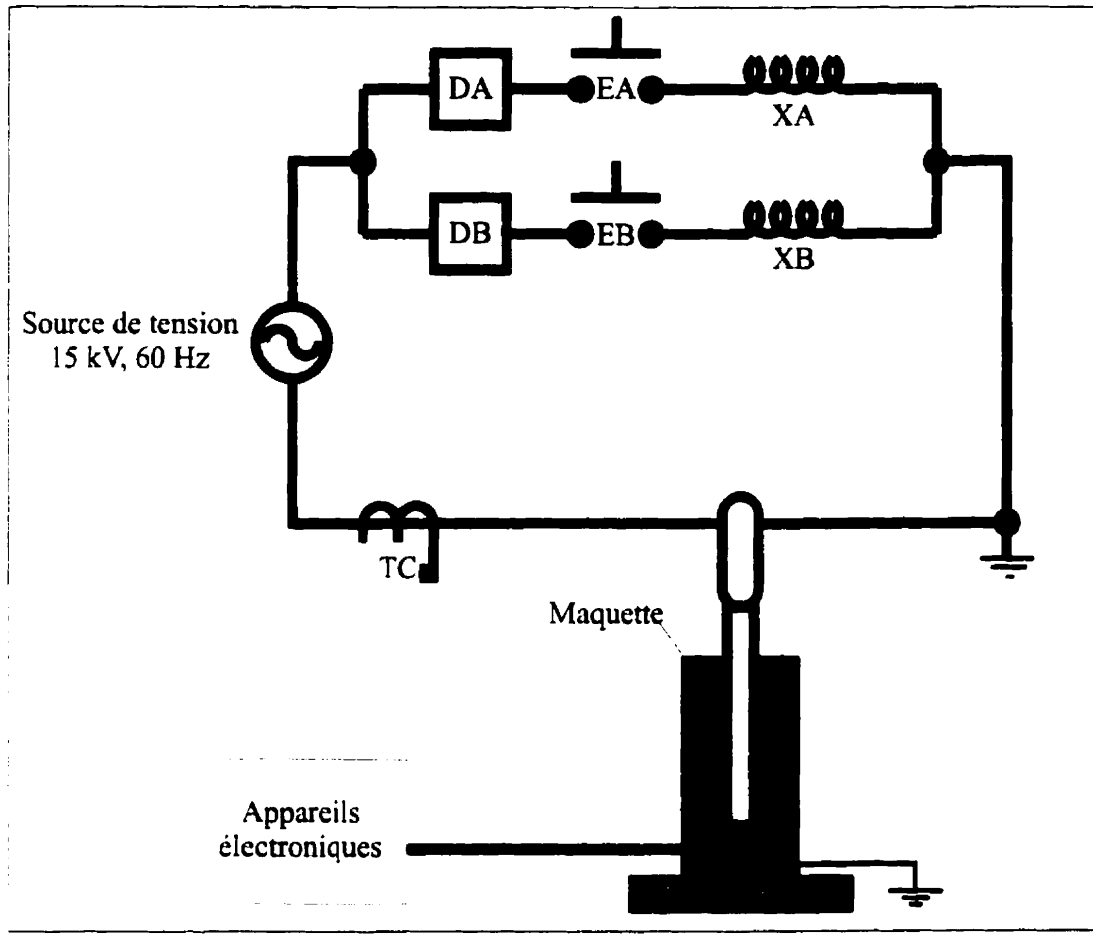
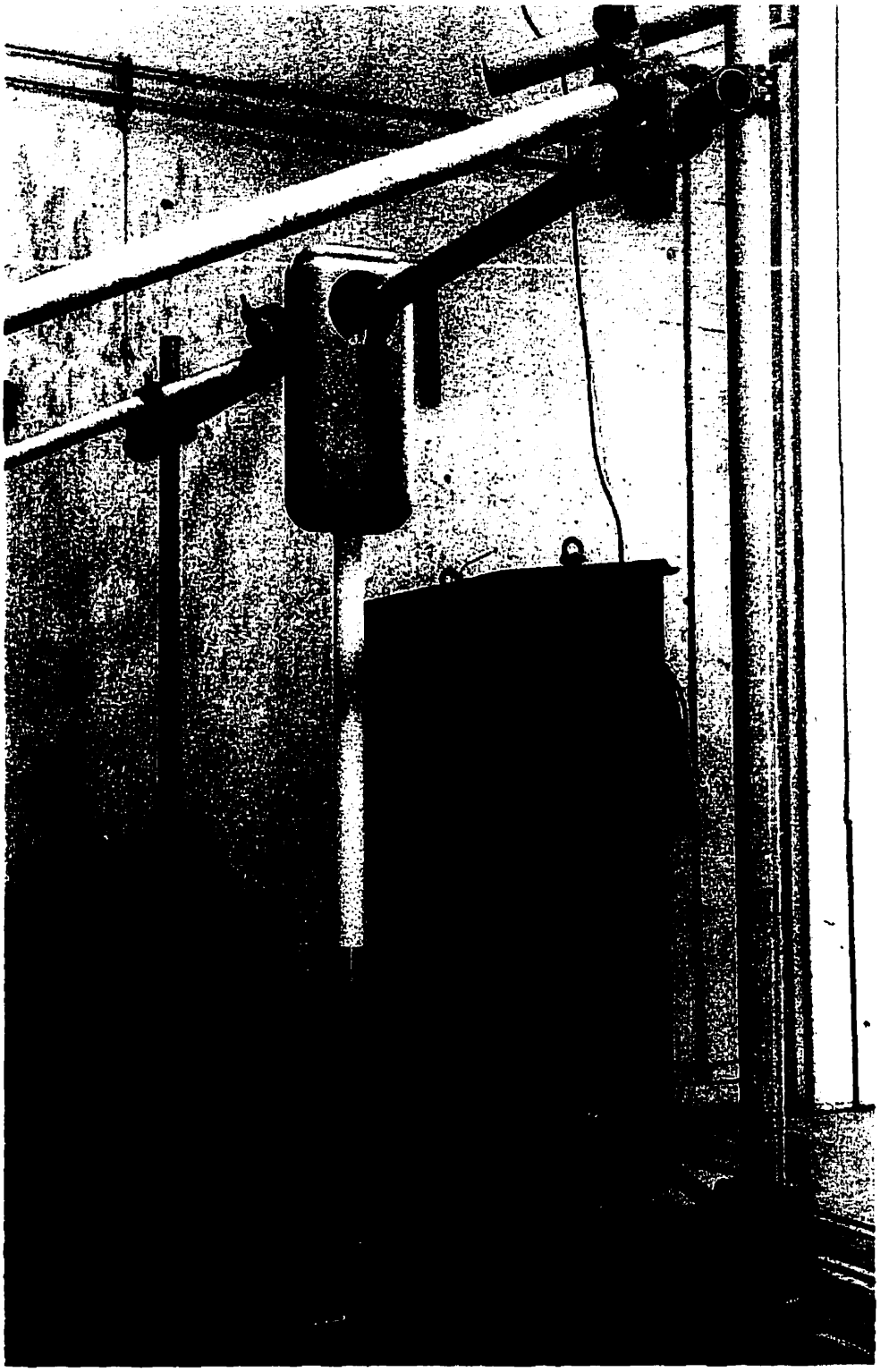


Figure 5.5 Circuit pour essai de précision à fort courant

contact galvanique ou physique entre cette barre et la maquette. Un transformateur de courant (TC) en série avec la maquette constitue la mesure de référence. La précision de cette mesure est garantie à ±1% de la pleine échelle du canal de mesure. La photographie 5.2 montre le montage d'essais.



Photographie 5.2 Montage pour essai de précision à fort courant

5.4.1 Procédure d'essai

Les disjoncteurs DA et DB et les enclencheurs EA et EB étant initialement ouverts, le circuit d'essais est opéré de la façon suivante:

- fermeture des disjoncteurs DA et DB;
- fermeture symétrique de l'enclencheur EA et établissement d'un courant de 4 kA eff. dans la barre traversant la tête de la maquette;
- délai de 30 cycles à 60 Hz;
- fermeture asymétrique de l'enclencheur EB et établissement d'un courant de défaut de 140 kA crête dans la barre traversant la tête de la maquette;
- délai de 3 cycles à 60 Hz;
- ouverture du disjoncteur DB;
- délai de 10 cycles à 60 Hz;
- ouverture du disjoncteur DA.

Cette séquence d'opération permet de simuler l'apparition et l'élimination d'un courant de défaut lorsqu'il existe un certain courant permanent à mesurer. Les essais définis dans les normes n'incluent pas de courant permanent dans ce genre d'essai. L'essai présent a l'avantage de vérifier la capacité de recouvrement du capteur lors de la disparition du défaut.

Les étapes suivies pour réaliser l'essai de précision à fort courant est la suivante:

- essai de tarage avec une crête maximale à 50% de la crête demandée;
- essai de tarage avec une crête maximale à 75% de la crête demandée;
- essai avec une crête à 100% de la crête demandée.

5.4.2 Analyse des résultats

Le déroulement de l'essai est décrit à l'annexe XVIII. Un total de six essais ont été conservés. Les signaux des trois premiers essais correspondent à un courant de 4 kA eff. sans courant de défaut et ont été captés alors que le personnel du Laboratoire Grande Puissance tentait de résoudre certains problèmes de mesure et de commande. Les trois derniers essais sont conformes à ceux énoncés dans la procédure d'essai.

5.4.3 Discussion

Les signaux du premier essai (annexe XIX) permettent de comparer la mesure du courant par la maquette par rapport à la mesure de référence du Laboratoire Grande Puissance dont le canal est réglé pour mesurer un courant maximal de 200 kA. Le signal de référence contribue pour une bonne partie du bruit dans le signal représentant la différence entre le signal du capteur interférométrique à boucle dépolarisée et le signal de référence. Il est normal qu'il en soit ainsi puisque le canal du signal de référence opère à 3% de sa pleine

échelle et que la qualité de la mesure dépend de la dynamique utilisée (information encodée en amplitude). La qualité de la mesure du capteur interférométrique à boucle dépolarisée (information encodée en phase) est beaucoup moins dépendante de l'amplitude du courant mesuré.

Le second essai (annexe XX) montre un phénomène intéressant. Il semble que la source de courant 50 kHz ait perdu son synchronisme au moment de la fermeture de l'enclencheur EA. Ceci a pour conséquence que l'algorithme de traitement de signal n'arrive pas à démoduler correctement le signal optique puisque l'acquisition n'est pas synchrone avec la modulation. Cette perte de synchronisme a une durée d'environ 30 ms. Aussitôt le synchronisme revenu, le traitement du signal s'effectue normalement.

Notons que pour le second essai, le signal de référence est beaucoup moins bruité. Son canal a été réglé pour mesurer un courant maximal de 20 kA. Il opère donc à 30% de sa pleine échelle.

Le troisième essai (annexe XXI) ne démontre rien de particulier.

Le quatrième essai (annexe XXII) est un essai de tarage dont la crête du courant de défaut est de 72,4 kA et dont la constante de temps est de 144 ms. On observe que la maquette réagit très bien au courant de défaut et que son recouvrement s'effectue sans problème. La

différence entre le signal du capteur interférométrique à boucle dépolarisée et le signal de référence atteint 500 A ou 0,7% de la valeur crête.

Le courant de modulation a été enregistré lors de l'essai. Le graphique de sa phase en fonction du temps montre que la source de courant 50 kHz a perdu son synchronisme au moment de la fermeture de EA.

Le graphique de l'information contenue dans la bande de la deuxième harmonique montre une petite apparition d'information utile dans la composante en quadrature. L'origine de cette apparition d'information est inconnue.

Le cinquième essai (annexe XXIII) correspond à un essai de tarage dont la crête de courant est de 93,2 kA avec une constante de temps de 127 ms. La différence entre le signal du capteur interférométrique à boucle dépolarisée et le signal de référence atteint une valeur de 500 A (0,5% de la valeur crête du courant).

Pour ce cinquième essai, on constate encore la perte de synchronisme au niveau de la source de courant 50 kHz au moment de la fermeture de l'enclencheur EA. Également, une information utile plus importante qu'au quatrième essai apparaît dans la composante en quadrature de la bande de la deuxième harmonique.

Le sixième essai (annexe XXIV) constitue l'essai final à plein courant. La crête obtenue est de 142 kA avec une constante de temps de 90 ms. La différence entre le signal du capteur interférométrique à boucle dépolarisée et le signal de référence atteint une valeur de 1000 A (0,7% de la valeur crête du courant). La figure 5.6 ci-bas montre le courant d'essai tel que mesuré par la maquette.

On constate que, lors du recouvrement, le signal du capteur interférométrique à boucle dépolarisée est un peu déformé. Il fut observé, lors de l'essai, que la maquette oscillait à la suite du passage du courant de défaut. L'observation de l'information contenue dans la bande de la deuxième harmonique nous laisse croire que la déformation est causée par une

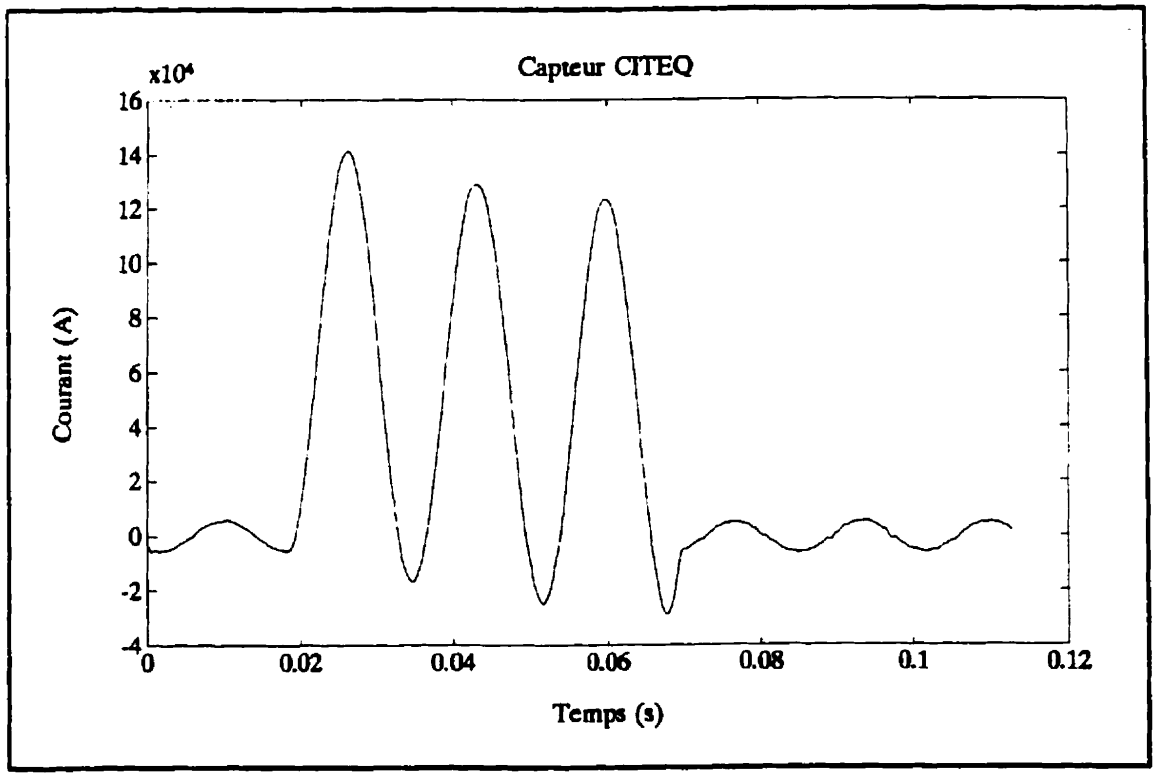


Figure 5.6 Courant d'essai mesuré par la maquette

atténuation variable de la fibre linéairement polarisante. Théoriquement, une telle variation devrait être compensée par la technique de mesure employée. Toutefois, il est nécessaire que l'information dans la bande de la première harmonique se propage au travers de fonctions de transfert similaires à celle contenue dans la bande de la deuxième harmonique. Qui plus est, l'information contenue dans la bande de la première harmonique est très bruitée en raison de la faible amplitude de cette bande par rapport à la bande de la deuxième harmonique. Ainsi, il est plausible que la compensation théoriquement intrinsèque du capteur interférométrique à boucle dépolarisée soit inefficace dans les conditions de ce sixième essai.

Finalement, la source de courant 50 kHz a également perdu son synchronisme lors de la fermeture de EA. Aussi, l'information utile qui apparaît dans la composante en quadrature de l'information dans la bande de la deuxième harmonique est beaucoup plus importante que précédemment. Il semble donc que l'amplitude de cette information utile dans la composante en quadrature soit liée à l'amplitude du courant de défaut mesuré.

Ce cinquième chapitre a permis de confirmer le bien-fondé du concept de capteur optique de courant développé. Au niveau de la sensibilité en température, la maquette conçue possède une sensibilité inférieure à 1% sur une plage de température s'étendant de -30°C à +30°C et ce, sans aucune compensation active. Au niveau de la précision en fort courant, l'erreur à la crête est inférieure à 1%.

Lors des essais de la maquette, le signal brut issu du photodétecteur était enregistré et traité en temps différé par un algorithme monté sur Matlab. En raison du succès de ces essais, il est adéquat de procéder à une étape suivante qui concerne la conception et l'essai d'un prototype pré-commercial de capteur optique de courant. Ce prototype devra intégrer un mécanisme actif de compensation de la sensibilité aux variations de température et surtout, devra traiter les signaux en temps réel.

CHAPITRE VI

PROTOTYPE PRÉ-COMMERCIAL

Jusqu'à maintenant, la démarche employée dans le présent travail est la suivante:

1) étude du capteur interférométrique à boucle dépolarisée (chapitre 2);

2) conception et essai d'un premier prototype de laboratoire (chapitre 3);

3) modification du prototype pour le rendre plus réaliste et observation du phénomène de couplage de modes (sections 3.3.2 et 3.4);

4) conception et essai d'un second prototype de laboratoire utilisant une fibre linéairement polarisante (chapitre 4);

5) étude de l'interaction entre la cohérence de la source optique employée, les pseudo-dépolariseurs et les éléments biréfringents (sections 4.3.1 à 4.3.4);

6) vérification de la validité des hypothèses émises en 5) par une modification et un essai du second prototype de laboratoire (section 4.3.4);

7) observation de la variation, dans le temps, du point d'opération du capteur (section 4.3.4);

8) conception d'une maquette de capteur optique de courant et essai de précision en température et à fort courant (chapitre 5);

9) élaboration d'un algorithme de traitement de signal permettant de compenser la variation du point d'opération (section 5.2).

La démarche comporte donc une alternance de développements théoriques et d'expérimentations. Une grande connaissance a ainsi été acquise. Cette connaissance est maintenant suffisante pour la conception d'un prototype de capteur optique de courant pré-commercial. C'est le sujet de ce chapitre.

6.1 Choix de la topologie

Depuis l'expérience de Van Neste et al., la topologie du capteur interférométrique a beaucoup évolué. Toutefois, certains éléments sont toujours présents. Le capteur est toujours constitué d'une source optique, d'un site d'interférence, d'un bobine de mesure, d'un pseudo-dépolariseur dans la boucle de l'interféromètre et d'un circuit photodétecteur. La source optique a été remplacée par une source moins cohérente et le pseudo-dépolariseur a été modifié pour tenir compte de la biréfringence des fibres de type "Spun Hi-Bi" et éviter la repolarisation de la lumière.

Afin de pouvoir déterminer la polarité du courant mesuré et d'obtenir une sensibilité au courant constante, une deuxième bobine, la bobine dite de modulation, a été ajoutée en série avec la bobine de mesure. Il a été montré que l'injection d'un courant alternatif dans la bobine de modulation occasionnait la présence, dans le signal optique, de signaux en quadrature encodés dans les diverses bandes harmoniques.

Pour contrer le problème de couplage de modes entre la bobine de mesure et la bobine de modulation, une fibre linéairement polarisante a été employée. En plus de nécessiter un second pseudo-dépolariseur, l'emploi de cette fibre apporte deux désavantages. D'abord, les essais de la maquette ont montré que l'amplitude du signal de la première harmonique se trouve à environ 25 dB sous le signal de la deuxième harmonique. À cause du manque de signal dans la première harmonique, il n'a pas été possible de traiter les données obtenues lors de la mesure d'un courant de 100 A eff.. Ceci est inacceptable puisque l'on voudrait bien, pour des applications de mesurage/facturation, pouvoir mesurer des courants de l'ordre de 1 A eff.. La maquette de capteur optique de courant ayant déjà démontré sa capacité à être appliquée à la protection des réseaux, on souhaite améliorer la limite basse de mesure pour pouvoir appliquer un même capteur à la fois à la protection et au mesurage/facturation.

Ensuite, il semble que l'on ne puisse pas se fier à la stabilité du facteur d'amplitude des harmoniques impaires. Il faut, comme on l'a vu au chapitre 5, mettre en oeuvre une technique élaborée de traitement de signal pour stabiliser l'amplitude des harmoniques impaires à l'aide du facteur de circularité F_c.

À cause de la technique de traitement de signal qui permet de stabiliser l'amplitude des harmoniques impaires, on peut songer à retirer la fibre linéairement polarisante du capteur interférométrique à boucle dépolarisée. Ce retrait procurera plus de signal dans les harmoniques impaires et permettra de mesurer des courants de l'ordre de 1 A eff.. Ce retrait

ne devrait pas affecter la capacité du capteur à mesurer des courants de forte amplitude en raison de l'encodage en quadrature de l'information.

On cherche toujours à conserver l'intégrité des modes elliptiques des fibres de type "Spun Hi-Bi" pour que la mesure soit valide. Ainsi, les deux bobines seront jointes par une section de fibre de type "Spun Hi-Bi" dont les axes seront soigneusement alignés. On a déjà discuté, au chapitre 4, que l'utilisation d'une fibre de type "Spun Hi-Bi" était insuffisante pour immuniser le capteur par rapport au couplage de modes entre les bobines. Toutefois, cette discussion était *antérieure* au développement de la technique de traitement de signal qui permet de stabiliser l'amplitude des harmoniques impaires. Grâce à cette technique de traitement de signal, il est possible d'opérer le capteur même en présence de couplage de modes.

En résumé, on remplace une dizaine de mètres de fibre linéairement polarisante et un pseudo-dépolariseur par un algorithme. Ce remplacement devrait donner de meilleures performances que ce qui a été obtenu jusqu'à présent. Sur le plan économique, la fibre linéairement polarisante et la fibre constituant les pseudo-dépolariseurs étant dispendieuses, on a avantage à les retirer. Un algorithme, une fois au point, est certainement moins dispendieux pour une production en série.

6.2 Limites de conception

Il est plausible de croire que le capteur optique de courant ici développé possède suffisamment de bande dynamique pour pouvoir être utilisé dans des applications en protection et des applications en mesurage/facturation. Toutefois, ces deux types d'applications amènent des limites distinctes à la conception de la bobine de mesure du capteur. De plus, la fibre de cette bobine possède des caractéristiques limitant les paramètres de conception.

6.2.1 Limites imposées par les applications en protection

Le désir de mesurer des courants de forte amplitude amène deux limites principales. Premièrement, il a été établi et vérifié expérimentalement que la fonction de transfert d'un capteur interférométrique s'atténue en fonction de l'amplitude du courant mesuré (voir section 2.2.3). Ceci est principalement dû à la dispersion en longueur d'onde de l'effet Faraday. Cette atténuation de la fonction de transfert amène une limite supérieure au produit μVSN.

Deuxièmement, le taux de variation du courant que le capteur peut accepter est limité par le pas de calcul du module de traitement de signal. En effet, le capteur se comportant comme un encodeur en quadrature, on veut éviter que plus d'un quadrant ne soit franchi

durant un pas de calcul. Le taux maximal de variation de courant apporte donc une limite supérieure au produit μVSN.

6.2.2 Limites imposées par les applications en mesurage/facturation

Évidemment, l'application en mesurage/facturation apporte une limite inférieure au produit μVSN. En effet, le capteur doit avoir un minimum de sensibilité pour mesurer de faibles courants.

De plus, il est parfois désiré d'avoir une mesure sur une bande de fréquences étendue. Par exemple, si on s'intéresse aux phénomènes harmoniques pour étudier la qualité de l'onde, il est requis que l'appareil exhibe une réponse en fréquence pouvant aller jusqu'à 10 kHz. La réponse en fréquence requise impose alors une limite supérieure à la longueur de fibre utilisée pour la conception de la bobine de mesure. Mathématiquement, on peut déterminer la réponse en fréquence Δf d'une bobine de mesure constituée d'une fibre de longueur L par la relation suivante (319):

$$\Delta f = \frac{\sqrt{2}c}{\pi n L}, \tag{6-1}$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide ($\approx 3\times10^8$ m/s) et n est l'indice de réfraction de la fibre ($\approx 1{,}46$ pour les fibres de silice). C'est le temps de transit de la lumière dans la bobine

qui fournit la borne supérieure de la réponse en fréquence de la bobine. On peut raccourcir le temps de transit et augmenter la réponse en fréquence en réduisant la longueur L de la fibre.

6.2.3 Limite imposée par l'atténuation de la fibre

On peut croire qu'il suffit d'ajouter des tours de fibre optique à la bobine de mesure pour augmenter les performances du capteur. Il est vrai que cet ajout de tours augmente le produit μVSN. Toutefois, l'ajout de tours occasionne aussi un accroissement de la longueur de fibre utilisée. Cette fibre ayant une atténuation donnée, il existe une longueur de fibre à partir de laquelle le bénéfice de l'ajout de tours est dominé par l'atténuation du signal optique issu du capteur. On peut déterminer la longueur de fibre L à partir de laquelle il n'est plus avantageux d'ajouter des tours à la bobine par la relation qui suit (374):

$$L = \frac{8{,}7\text{dB}}{\alpha}, \tag{6-2}$$

où α est l'atténuation de la fibre en dB par unité de longueur. L'atténuation apporte donc une limite supérieure à la longueur L de la fibre qui constitue la bobine de mesure.

6.3 Conception et essai du prototype pré-commercial

L'annexe XXV contient une description de la conception du prototype pré-commercial, tant au niveau matériel qu'au niveau logiciel. Ce dernier a été fabriqué. Afin de générer une force magnétomotrice de l'ordre de celle qui est générée par un courant de l'ordre de 1 kA avec une source de courant de l'ordre de 10 A, 100 tours de conducteur de cuivre sont enroulés sur l'anneau du capteur.

La mise en marche du prototype s'effectue simplement par la mise sous tension de ses circuits électroniques. Après un réchauffement d'environ cinq minutes, la température de la diode superluminescente est stabilisée. Le microcontrôleur du circuit de la source superluminescente fait alors opérer la diode à sa puissance nominale.

L'injection d'un courant à 60 Hz de l'ordre de 10 A crête dans le conducteur enroulé sur l'anneau du capteur fait apparaître un signal à 60 Hz aux deux canaux du convertisseur de sortie. Les facteurs de proportionalité entre le courant à mesurer et les deux signaux de sortie sont conformes à ce qui avait été calculé.

Le courant à mesurer étant mesuré par une sonde de courant Tektronix, une observation à l'oscilloscope du courant à mesurer et des signaux de sortie montre que le délai de traitement du prototype est de 140 µs. Ce délai est la somme du délai des circuits d'amplification, du

délai des convertisseurs et du temps de traitement. En particulier, les filtres passe-bas nécessaires à la démodulation synchrone étant des filtres FIR à phase linéaire, ceux-ci contribuent pour 50 μs au délai total. Il serait possible de remplacer ces filtres par des filtres à phase minimum pour ainsi diminuer le délai.

Au niveau du signal de protection, on observe une discontinuité du signal de protection aux passages à zéro du courant mesuré. Cette discontinuité survient à moins de 100 A crête. Une fonction arccosinus idéale aurait un gain qui tend vers l'infini lorsque le courant à mesurer tend vers zéro. Cette fonction étant approximée par un polynôme, son gain à faible courant tend vers une valeur finie pour un courant à mesurer tendant vers zéro. C'est ce qui explique la discontinuité.

Le signal de mesurage ne manifeste pas de discontinuité puisqu'il est obtenu à partir de la fonction arctangente qui possède un gain bien fini pour des courants qui tendent vers zéro. L'approximation polynômiale de l'arctangente est ainsi adéquate.

Bien sûr, pour des applications de protection où l'on s'intéresse à la mesure de courants de forte amplitude, la discontinuité observée est négligeable. On peut néanmoins la corriger par divers artifices. L'un de ceux-ci consiste à filtrer le signal de protection par un filtre passe-bas. Cependant, ceci possède l'inconvénient d'ajouter du délai au système.

Un autre artifice consiste à substituer par logiciel, pour les faibles courants où se produit la discontinuité, le signal de mesurage au signal de protection. S'il arrivait une variation soudaine du taux de couplage de modes entre les deux bobines, l'effet sur le signal de protection serait transitoire et visible seulement près des passages à zéro. C'est ce dernier artifice qui a été implanté dans le logiciel du processeur maître. Il produit les résultats escomptés.

6.3.1 Présence de couplage de modes

Une version modifiée du logiciel du processeur maître a permis de vérifier expérimentalement l'effet du couplage de modes sur les bandes harmoniques du signal issu de l'interféromètre. Le logiciel modifié ne fait que transmettre les signaux $y_1(t)$ et $x_2(t)$ reçus du processeur esclave directement au convertisseur de sortie. Il est ainsi possible de les observer à l'oscilloscope.

Pendant qu'un courant à 60 Hz de l'ordre de 10 A crête circule dans le conducteur et que les signaux $y_1(t)$ et $x_2(t)$ sont observés à l'oscilloscope, la section de fibre reliant les deux bobines est manipulée. On observe que le signal $y_1(t)$ subit une variation d'amplitude en présence d'un couplage de modes induit par une pression mécanique sur la fibre. Quant à lui, le signal $x_2(t)$ ne manifeste aucune variation d'amplitude. On vérifie donc expérimentalement l'énoncé obtenu théoriquement au chapitre 3: l'amplitude des

harmoniques pairs (termes "cos") est indépendante du couplage de modes alors que l'amplitude des harmoniques impairs (termes "sin") est dépendante du couplage de modes.

6.3.2 Limite basse de mesure

Lors de l'essai de la maquette de capteur optique de courant au chapitre 4, il n'a pas été possible de mesurer des courants de l'ordre de 100 A efficaces puisque le signal $y_I(t)$ était beaucoup trop atténué par la présence de la fibre linéairement polarisante. Cette fibre ayant été retirée lors de la conception du prototype pré-commercial, on peut s'attendre à ce que l'on puisse mesurer des courants de plus faible amplitude.

Un courant à 60 Hz de l'ordre de 10 A crête est injecté dans le conducteur enroulé sur l'anneau du capteur. Ceci correspond à un courant à mesurer de 1 kA crête. Le signal de mesure étant observé à l'oscilloscope, l'amplitude du courant injecté est progressivement réduit. À environ 20 mA crête, le signal de mesure se confond dans le bruit. Ce niveau de courant correspond à un courant à mesurer de 2 A crête.

Le mode de mesure de l'oscilloscope est alors changé du mode "Sample" au mode "Average". Ce mode de mesure permet de simuler le filtrage passe-bas causé par le caractère intégrateur d'un compteur d'énergie. Dans ce mode de mesure, le signal de mesure apparaît clairement et l'on peut poursuivre la descente de l'amplitude du courant à mesurer.

À environ 10 mA crête, le minimum donné par la source employée, le signal de mesure est toujours visible. Il est donc possible de mesurer, dans une application de mesurage/facturation, un courant primaire de 1 A crête. Ceci est amplement suffisant puisque la norme CEI 185 est spécifiée jusqu'à 5% du courant nominal. Dans le cas du prototype, 5% correspond à 200 A efficaces puisque son courant nominal est de 4 kA efficaces. Notons finalement que le mode "Average" pourrait être implanté directement dans le logiciel d'un capteur optique de courant dédié à des applications de mesurage/facturation.

6.3.3 Essai en température

Cet essai vise à vérifier si la stabilité en température du prototype est la même que celle obtenue lors de l'essai de la maquette. Il semble en effet que la tension mécanique appliquée sur la fibre lors de la fabrication de la bobine de mesure doublée de la contraction et de l'expansion thermique du support de la bobine ait contribué à stabiliser la maquette. Dans le présent essai, on évite de descendre sous les -35°C afin de ne pas altérer les propriété mécaniques des diverses fibres optiques.

La tête du capteur et la source de courant excitant la bobine de modulation ont été installées dans une enceinte climatique. Un conducteur de cuivre massif traverse l'enceinte et passe dans l'anneau du prototype. Une source de courant pouvant débiter un courant allant jusqu'à 1,5 kA efficaces permet d'injecter le courant à mesurer. Un transformateur

magnétique de courant constitue la mesure de référence. Cette référence et le signal de mesure présent à la sortie du circuit de traitement de signal sont mesurés simultanément par deux multimètres de précision.

Le prototype démontre une plus grande sensibilité aux variations de température que la maquette: 6% de variation de -35°C à +50°C pour le prototype versus 1% de -30°C à +30°C pour la maquette. Ceci va dans le même sens que l'hypothèse émise. Il semble effet que la tension mécanique appliquée sur la bobine de mesure de la maquette et le comportement en température de son support contribue à la stabiliser par rapport aux variations de température.

Le fait que le prototype manifeste une variation de 6% sur une plage de 85°C peut se corriger à l'aide de la mesure de la température à la base du capteur. Cette mesure, associée à une table de calibration, permet au processeur maître de corriger les deux facteurs de proportionalité employés.

L'emploi d'une table de calibration est adéquate si le comportement en température du capteur ne varie pas au cours des années. Pour assurer cette stabilité à long terme, une bobine autoportante fabriquée avec peu de tension mécanique sur la fibre est probablement meilleure qu'une bobine fabriquée à l'aide d'une fibre tendue sur un support. Une étude plus poussée de la constitution mécanique de la bobine de mesure est requise.

Une table de calibration fut implantée dans le logiciel du processeur maître. Avec cette technique de compensation active, le prototype de capteur optique de courant a démontré une erreur de mesure inférieure à 0,5% lors de la mesure d'un courant de 200 A efficaces (5% du courant nominal de 4 kA efficaces) sur une plage de température allant de -35°C à +50°C. Cette performance laisse entendre l'adéquation du capteur pour les applications de mesurage/facturation.

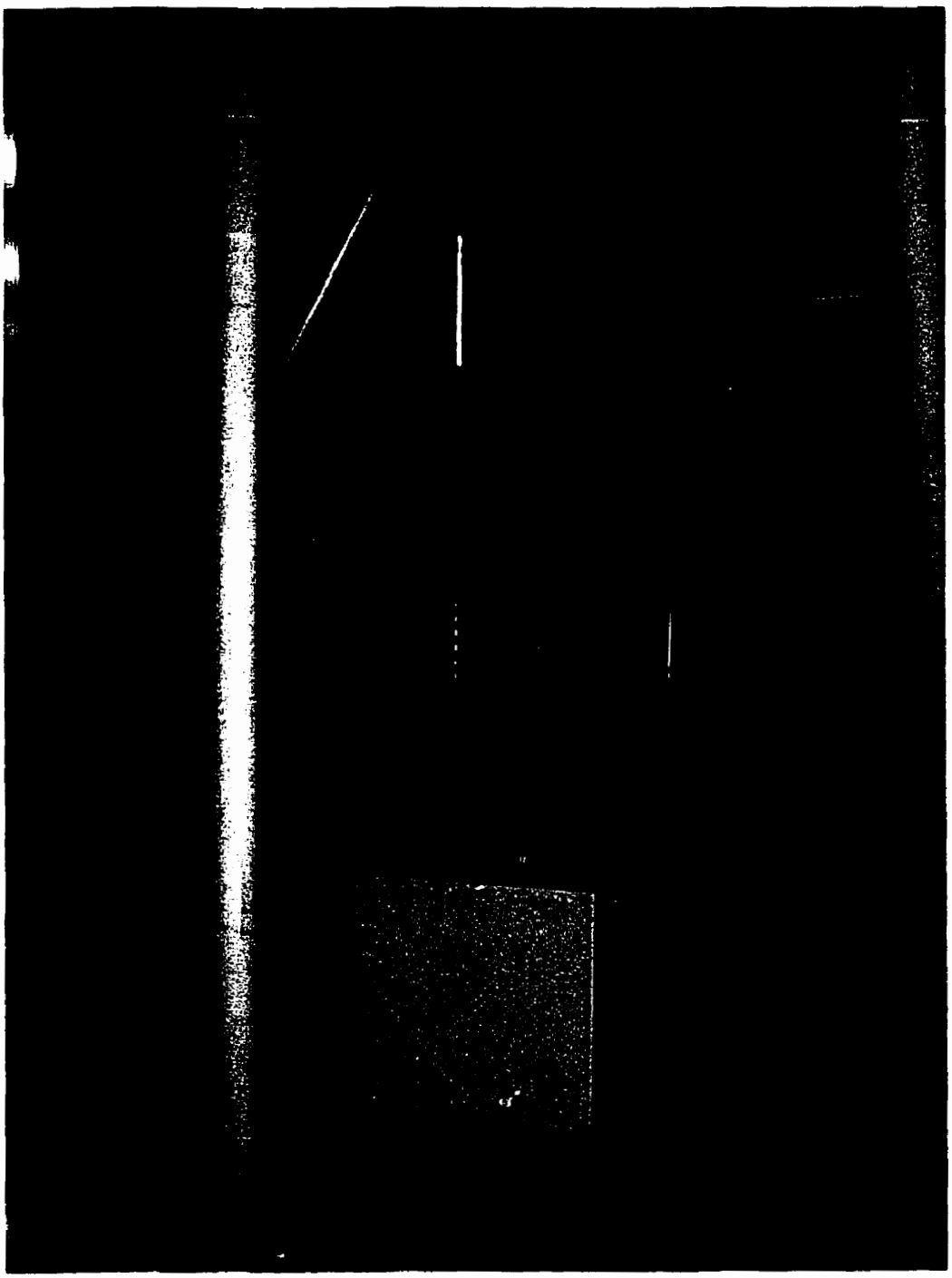
6.3.4 Essai à fort courant

Il est de mise de vérifier le capacité du prototype à mesurer des courants de défaut de forte amplitude. Le prototype a donc été soumis à un essai à fort courant.

Le circuit d'essais et le montage d'essais sont similaires à ceux qui ont été employés lors de l'essai de mesure de précision à fort courant de la maquette (section 5.4). La photographie 6.1 montre le montage pour l'essai à fort courant.

Pour cet essai, le facteur appliqué au signal de mesurage a été ajusté au même niveau que celui appliqué au signal de protection. Le but de cet ajustement est d'éviter la saturation de la sortie mesurage lors de l'apparition du courant de défaut. Ainsi, il est possible de vérifier le comportement et de l'algorithme de protection et de l'algorithme de mesurage en présence

d'un courant de défaut. Dans une application réelle, le facteur employé avec la sortie mesurage est tel que cette sortie saturera momentanément.



Photographie 6.1 Montage pour essai à fort courant

Un courant de défaut atteignant une crête de 111 kA a été injecté dans le conducteur traversant la tête du prototype. La figure 6.1 montre les signaux enregistrés par le système de mesure du Laboratoire Grande Puissance de l'IREQ lors de l'essai.

Hormis un faible décalage continu dû aux convertisseurs de sortie, on constate que les deux sorties du capteur optique de courant suivent fidèlement le signal reproduit par la mesure de référence du Laboratoire Grande Puissance. Ce prototype pré-commercial est donc adéquat pour des applications de protection.

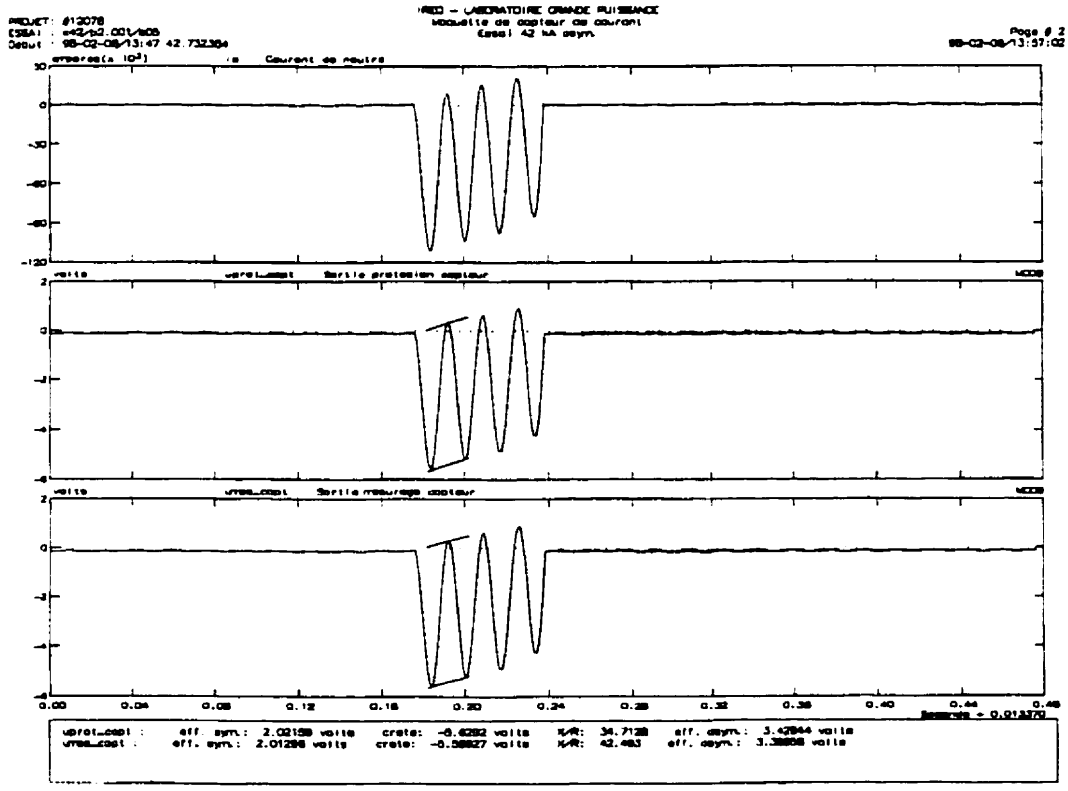


Figure 6.1 Signaux enregistrés lors de l'essai à fort courant

La conception et l'essai d'un prototype pré-commercial a permis de démontrer que la technologie de mesure optique du courant développée dans le présent travail est adéquate tant pour des applications de mesurage/facturation que pour des applications de protection. Qui plus est, un même capteur optique de courant peut être appliqué simultanément à ces deux domaines. Ceci constitue un avantage substantiel par rapport à la technologie magnétique de mesure du courant en usage.

En effet, les transformateurs de courant sont optimisés soit pour le mesurage/facturation, soit pour la protection. Le prototype conçu ici possède suffisamment de gamme dynamique pour satisfaire ces deux domaines d'application. Il est permis de croire que le nombre d'appareils requis pour la mesure du courant dans les réseaux de transport d'énergie électrique puisse ainsi être réduit.

L'application de la technologie optique de mesure du courant aux réseaux de transport d'énergie n'est cependant pas triviale. Le dernier chapitre présente certaines considérations à ce sujet.

CHAPITRE VII

APPLICATION AUX RÉSEAUX DE TRANSPORT D'ÉNERGIE ÉLECTRIQUE

L'application aux réseaux de transport d'énergie électrique de la technologie développée dans le présent travail fait poindre plusieurs aspects intéressants. D'abord, il est certainement requis de faire subir des essais aux appareils de mesure optique du courant pour s'assurer qu'ils répondent à certains critères minimaux. Dans le cas des transformateurs magnétiques de courant, il existe des normes sur lesquelles les programmes d'essais sont basés. Pour les appareils de mesure optique de courant, il n'en existe pas encore. Le phénomène physique exploité pour la mesure optique du courant étant différent de celui qui est exploité pour la mesure magnétique, les normes devront être adaptées à cette nouvelle technologie.

Ensuite, comparativement à la technologie magnétique de mesure du courant, la technologie optique offre de nouvelles possibilités pour les réseaux de transport d'énergie. Celles-ci sont discutées.

7.1 Élaboration d'un cahier d'essais typique

Généralement, un manufacturier doit démontrer à son client la conformité de l'appareil qu'il désire lui vendre à un minimum de critères. Les programmes d'essais sont habituellement

basés sur un ensemble de normes pertinentes. Dans le cas des transformateurs magnétiques de courant, celles-ci sont la norme IEEE Std C57.13-1993 "IEEE Standard Requirements for Instrument Transformers" en Amérique et, en Europe, la norme CEI 185 "Transformateurs de courant". On tente ici d'élaborer un cahier d'essais qui soit adapté à la technologie optique de mesure du courant.

7.1.1 Tenue au courant de court-circuit

Dans le cas d'un transformateur magnétique de courant, l'essai de tenue au courant de court-circuit permet de démontrer la solidité du transformateur par rapport aux efforts électrodynamiques. Il peut également permettre de vérifier la tenue thermique à court terme du transformateur. Il est exécuté en injectant un courant à pleine asymétrie d'amplitude crête, d'amplitude efficace, de durée et de constante de temps prescrites. Par exemple, pour les transformateurs de courant conçus pour le niveau 735 kV, une prescription typique de courant pour vérifier la solidité par rapport aux efforts électrodynamiques est:

- amplitude crête du courant: 140 kA;
- amplitude efficace du courant: 50 kA;
- durée: 6 cycles;
- constante de temps: 150 ms;

Comme il est possible de concevoir un capteur optique de courant ne possédant aucune pièce portant le courant à mesurer, cet essai est inutile pour ce type de conception. Toutefois, s'il s'avérait qu'une conception possède au moins une pièce portant le courant à mesurer, il faudrait considérer la réalisation de l'essai de tenue au courant de court-circuit.

7.1.2 Essais d'échauffement

On peut arriver à la même conclusion en ce qui concerne les essais d'échauffement. Les essais d'échauffement visent à s'assurer qu'un transformateur de courant, lorsque soumis à son courant nominal, ne voit aucun de ses éléments atteindre une température limite déterminée. On s'assure ainsi que le transformateur ne sera pas sujet à une défaillance par emballement thermique. Évidemment, dans le cas d'un capteur optique de courant ne possédant aucune pièce portant le courant, ces essais sont inutiles.

7.1.3 Essais diélectriques

Les essais diélectriques ont pour but de vérifier la tenue diélectrique d'un appareil particulier. Au niveau de ce type d'essai, on retrouve les essais de tenue aux chocs de foudre, les essais de tenue aux chocs de manoeuvre et les essais de tenue à fréquence industrielle.

Que la technologie employée soit magnétique ou optique, les contraintes électriques imposées à un appareil de mesure du courant sont les mêmes. À première vue, cette catégorie d'essais ne nécessite pas d'adaptation pour la technologie optique.

Notons toutefois que, contrairement au transformateur de courant qui possède un ensemble sophistiqué de blindages électrostatiques pour le contrôle du champ électrique, la tenue diélectrique d'un capteur ne dépend pratiquement que de la longueur de l'isolateur sur lequel il est monté. Il serait peut-être plus économique d'homologuer séparément les isolateurs dédiés à la technologie optique. Ensuite, peu importe les caractéristiques de l'appareil de mesure optique du courant qui y est installé, on peut se satisfaire du fait que l'isolateur employé ait été homologué pour le niveau de tension considéré. Ceci n'est pas possible avec le transformateur magnétique de courant puisque sa performance diélectrique est intrinsèquement liée à sa constitution.

7.1.4 Détermination des erreurs

Pour des applications de mesurage/facturation, on doit vérifier la précision d'un appareil de mesure du courant, qu'il soit magnétique ou optique. Pour des applications de protection, il est requis de mettre à l'épreuve un appareil de mesure du courant à l'aide de courants de court-circuit nominaux pour vérifier son erreur de mesure en régime transitoire. Pour un transformateur magnétique de courant, l'erreur transitoire est due au courant dérivé dans sa

branche de magnétisation. Également, la montée de la densité de flux magnétique au-delà du genou de sa courbe de magnétisation apporte une erreur importante: le transformateur est alors saturé.

Dans le cas d'un appareil optique de mesure du courant, celui-ci ne possède aucun matériau magnétique et n'est donc pas susceptible de souffrir des erreurs transitoires rapportées pour le transformateur magnétique. Toutefois, il est quand même important de vérifier les erreurs transitoires. En effet, les diverses boucles d'asservissement et les filtres, qu'ils soient analogiques ou numériques, sont susceptibles d'être perturbés par un courant transitoire soudain. En particulier, un capteur optique dont les divers étages électroniques sont couplés capacitivement est susceptible de présenter une transitoire importante lors de l'établissement et de l'élimination d'un courant de défaut.

7.1.5 Essais de mesure de la précision en fonction de la température

Dans les normes relatives au transformateur magnétique de courant, il n'existe aucun essai permettant de vérifier la précision de l'appareil en fonction de sa température. Dans le cas d'un capteur optique de courant, les variations de température ont une incidence importante sur la précision de la mesure. Il est donc requis d'ajouter, au cahier d'essais d'un appareil de mesure optique du courant, des essais de mesure de la précision en fonction de la

température. Ceux-ci permettent de vérifier l'efficacité du mécanisme de compensation des variations de température de l'appareil.

Les essais de mesure de la précision en fonction de la température devraient s'effectuer sur deux plans: lorsque l'appareil est en transitoire thermique et lorsqu'il est thermiquement stabilisé. Les composants optiques d'un appareil en transitoire thermique sont susceptibles de souffrir de stress mécaniques plus importants que lorsque la température de l'appareil est stabilisée. Ainsi, l'essai en transitoire thermique devrait reproduire le taux de variation de température typique que l'appareil peut rencontrer dans une application et posséder des critères d'acceptation plus souples que ceux de l'essai ou l'appareil est thermiquement stabilisé.

7.1.6 Essais de robustesse à l'impact

Il a été clairement établi que des précautions doivent être prises en ce qui concerne la conception mécanique d'un capteur optique de courant en vue de minimiser l'effet des impacts mécaniques. Il est donc tout à fait adéquat d'inclure des essais de robustesse à l'impact au cahier d'essais d'un capteur optique de courant. Ce type d'essai n'existe pas pour la technologie magnétique.

Les essais de robustesse à l'impact ne devraient être exigés que pour les capteurs dédiés à des applications de protection. Toutefois, la sévérité des impacts doit être dosée. Dans le cas d'un capteur employé à proximité d'une source d'impacts violents tel un disjoncteur à air comprimé, cet essai devrait être sévère. Dans d'autres cas, un simple essai de lâcher serait suffisant.

Pour les applications de mesurage/facturation, une susceptibilité à l'impact mécanique est négligeable puisque la période entre deux impacts mécaniques est généralement longue par rapport à la période du courant mesuré. Le caractère intégrateur des compteurs d'énergie filtre ces événements isolés.

7.1.7 Essais de comportement en présence de vibrations mécaniques

Voilà un autre type d'essai propre à la technologie optique de mesure du courant. Les vibrations mécaniques diffèrent des impacts mécaniques du fait qu'elles soient périodiques. Il est requis de vérifier le comportement des appareils optiques de mesure de courant en présence de vibrations. Cet essai peut s'effectuer par un balayage en fréquence sur une table vibrante.

Un cas où la susceptibilité aux vibrations d'un appareil de mesure de courant peut avoir une incidence importante est lorsque la vibration est synchrone avec le courant à mesurer. Dans

ce cas, il peut y avoir apparition d'un courant "fantôme" pouvant être confondu avec le courant à mesurer. Qui plus est, ce courant "fantôme" contribuera au comptage d'énergie puisqu'il est aussi synchrone avec la tension du réseau.

Une source de vibrations mécaniques significatives et synchrones avec le réseau est le transformateur de puissance. En raison des efforts électrodynamiques de ses enroulements, un transformateur de puissance émet des vibrations mécaniques au double de la fréquence industrielle. Une attention particulière devra donc être apportée aux vibrations synchrones avec le réseau.

7.1.8 Essais de compatibilité électromagnétique et environnementale

En premier lieu, étant donné qu'un capteur optique de courant est appelé à posséder des pièces à un potentiel élevé, un essai de mesure des perturbations radioélectriques est requis comme c'est le cas pour tout appareillage à haute tension. Une norme telle la norme NEMA 107-1964 "Methods of Measurements of Radio Influence Voltage on H.V. Apparatus" peut servir de guide à cet effet.

Deuxièmement, la technologie optique de mesure optique du courant mise sur plusieurs circuits électroniques pour réaliser son travail. Ainsi, des essais de compatibilité électromagnétique (émissivité et susceptibilité) sont nécessaires pour s'assurer du bon

fonctionnement d'un appareil dans l'environnement électromagnétique sévère d'un poste. Une norme pouvant servir de point de départ pour ces essais est la norme ANSI/IEEE C37.90.2-1987 "Withstand capability of relay system to radiated electromagnetic interference from transceivers".

7.1.9 Essais de logiciels

Le capteur optique de courant nécessitant un circuit de traitement numérique de signaux, il est important de s'assurer du bon fonctionnement des logiciels employés. Les essais des logiciels peuvent se baser sur ceux réalisés pour les nouveaux relais numériques. Ce genre d'essais n'en est encore à un premier stade. Les défaillances des logiciels sont un problème majeur (199).

7.1.10 Démonstration en réseau

En plus des essais ci-haut mentionnés, il serait requis d'effectuer une démonstration en réseau de la technologie de mesure optique du courant ici développée. Pour les capteurs optiques de type "bulk", de telles démonstrations ont déjà été réalisées (102, 405, 577).

Le choix du site de démonstration est important. En effet, si le capteur est installé sur une ligne où les défauts sont rares, il est difficile de vérifier, même sur une période d'un an ou plus, le fonctionnement adéquat du capteur pour des applications de protection. Dans ce cas, un emplacement dans un laboratoire de courts-circuits comme le Laboratoire Grande Puissance de l'IREQ constitue un site de démonstration excellent. En quelques semaines, il est possible d'avoir autant de défauts qu'il y en a sur une ligne ordinaire pendant plusieurs années. Néanmoins, une ligne où il y a peu de défauts dans une année peut très bien faire l'affaire pour une démonstration dont le but est une application de mesurage/facturation.

Pour qu'une démonstration soit valable, il est nécessaire de comparer l'appareil en démonstration avec des appareils étalons. Ainsi, un éventuel site de démonstration devrait procurer au moins un transformateur de courant étalon servant de référence. Un système d'acquisition autonome doit permettre d'enregistrer les signaux de sortie du capteur optique en démonstration et du transformateur de référence.

Il serait également possible d'installer, au secondaire du transformateur de courant de référence et au "secondaire" du capteur optique de courant, des appareils tels des compteurs d'énergie ou des relais de protection identiques. La mesure de l'énergie transitée dans une ligne ou le fonctionnement de relais de protection constituent des bases de comparaison intéressantes.

Les essais applicables à la technologie optique de mesure du courant électrique ont été brièvement discutés. Aussi, il a été question d'une démonstration en réseau. Dans la prochaine section, une réflexion concernant l'utilisation des capteurs optiques de courant dans les réseaux de transport d'énergie électrique est amorcée.

7.2 Réflexion concernant l'utilisation des capteurs optiques de courant dans les réseaux de transport d'énergie électrique

La technologie optique de mesure du courant offre plusieurs avantages par rapport à la technologie magnétique conventionnelle. Ces avantages sont ici évoqués. Également, les nouvelles possibilités offertes par la fonctionalité programmable des circuits à microprocesseurs sont discutées. De nouvelles exigences apparaissent aussi en ce qui concerne la communication de l'information. Finalement, l'incidence de la technologie optique de mesure du courant sur l'industrie de l'énergie électrique est abordée.

7.2.1 Avantages par rapport à technologie magnétique

Dans la technologie magnétique de mesure du courant, la fonction de mesure est indissociable de la fonction d'isolation galvanique (199). En effet, la conception d'un transformateur magnétique de courant doit tenir compte à la fois de la précision de mesure visée et du niveau de tension d'utilisation.

L'isolation galvanique des transformateurs magnétiques de courant est généralement constituée d'huile et de porcelaine (648). Ces appareils sont responsables d'une partie importante des défaillances diélectriques survenant dans un réseau électrique (571). Dans un tel cas, ils peuvent exploser et prendre feu. Ils peuvent alors endommager les équipements environnants, mettre en péril la sécurité du personnel (24), occasionner des mises hors tension imprévues (489, 649) et détériorer la qualité de service (168). Leur quantité d'huile représente un risque pour l'environnement.

Bien sûr, il est possible d'envisager certaines techniques de surveillance permettant au transformateur magnétique de courant de répondre à la qualité de service et à la sécurité (68). Les capteurs de décharges partielles ou d'hydrogène sont des appareils pouvant être appliqués à cette tâche (69). Toutefois, il est certain qu'il demeure souhaitable de ne pas avoir à effectuer une telle surveillance.

Leur besoin d'isolation galvanique fait en sorte que les transformateurs magnétiques de courant sont lourds et coûteux. Également, il ne faut pas oublier que ces appareils ont été développés conformément aux exigences des relais électromécaniques. La puissance élevée (plusieurs dizaines de voltampères) requise pour opérer ces relais implique des appareils de mesure du courant lourds et coûteux (571).

De plus, on ne doit pas négliger le coût du câblage que les transformateurs magnétiques de courant nécessitent dans leur circuit secondaire (489, 649). Ce câblage est tel qu'il ne doit pas perturber l'appareil et l'amener hors de sa plage de précision. Il est ainsi dispendieux à acheter et à installer. Ce câblage demande une certaine expertise de la part du concepteur de poste (571).

Les applications de protection des réseaux ont des exigences différentes de celles des applications de mesurage d'énergie transitée. Dans le premier cas, on s'intéresse à la mesure de courants transitoires pouvant être plusieurs dizaines de fois plus élevés que le courant nominal d'une barre donnée. Dans le second, c'est à la mesure précise de courants pouvant être une fraction minime du courant nominal qui est d'intérêt. L'utilisation d'un même transformateur magnétique de courant pour des applications de protection et de mesurage n'est pas possible à cause de la dynamique requise. Il est d'usage d'employer des appareils optimisés exclusivement pour la protection ou exclusivement pour le mesurage (571).

L'avantage le plus important que possède la technologie magnétique de mesure du courant par rapport à la technologie optique est sa longue histoire opérationnelle (648). Néanmoins, même si elle est encore bien jeune, la technologie optique offre des avantages qui en font un candidat de remplacement intéressant.

Ce qui est le plus apparent est la taille d'un appareil optique de mesure du courant versus celle d'un transformateur magnétique (figure 7.1). Il est clair que l'utilisation de fibres optiques diélectriques facilite grandement la réalisation de l'isolation galvanique (648). Ceci contribue grandement à diminuer les dimensions, la masse et les coûts d'acquisition et d'installation d'un appareil de mesure optique du courant (199, 648, 691).

L'isolation galvanique d'un capteur optique de courant ne comporte pas d'huile (648). Elle est réalisée par l'utilisation d'un isolateur synthétique comportant des fibres optiques. Qui dit isolation sans huile dit aussi réduction des risques de déflagration (24). Contrairement à la technologie magnétique, le niveau de tension auquel un capteur optique de courant peut être employé est lié à la constitution de l'isolateur et non pas à la constitution du capteur comme tel.

En ce qui concerne la performance, la technologie optique n'employant aucun noyau magnétique, elle ne souffre pas d'imprécisions liées au courant de magnétisation ou à la saturation. La bande passante d'un capteur optique de courant n'est pratiquement limitée que par ses circuits électroniques (24, 199, 691). De plus, la gamme dynamique qu'il est possible de mesurer permet l'utilisation d'un même appareil de mesure optique du courant à la fois pour des applications de protection ou des applications de mesurage. Aussi, le fait qu'un capteur optique ne possède pas de noyau magnétique en fait un capteur

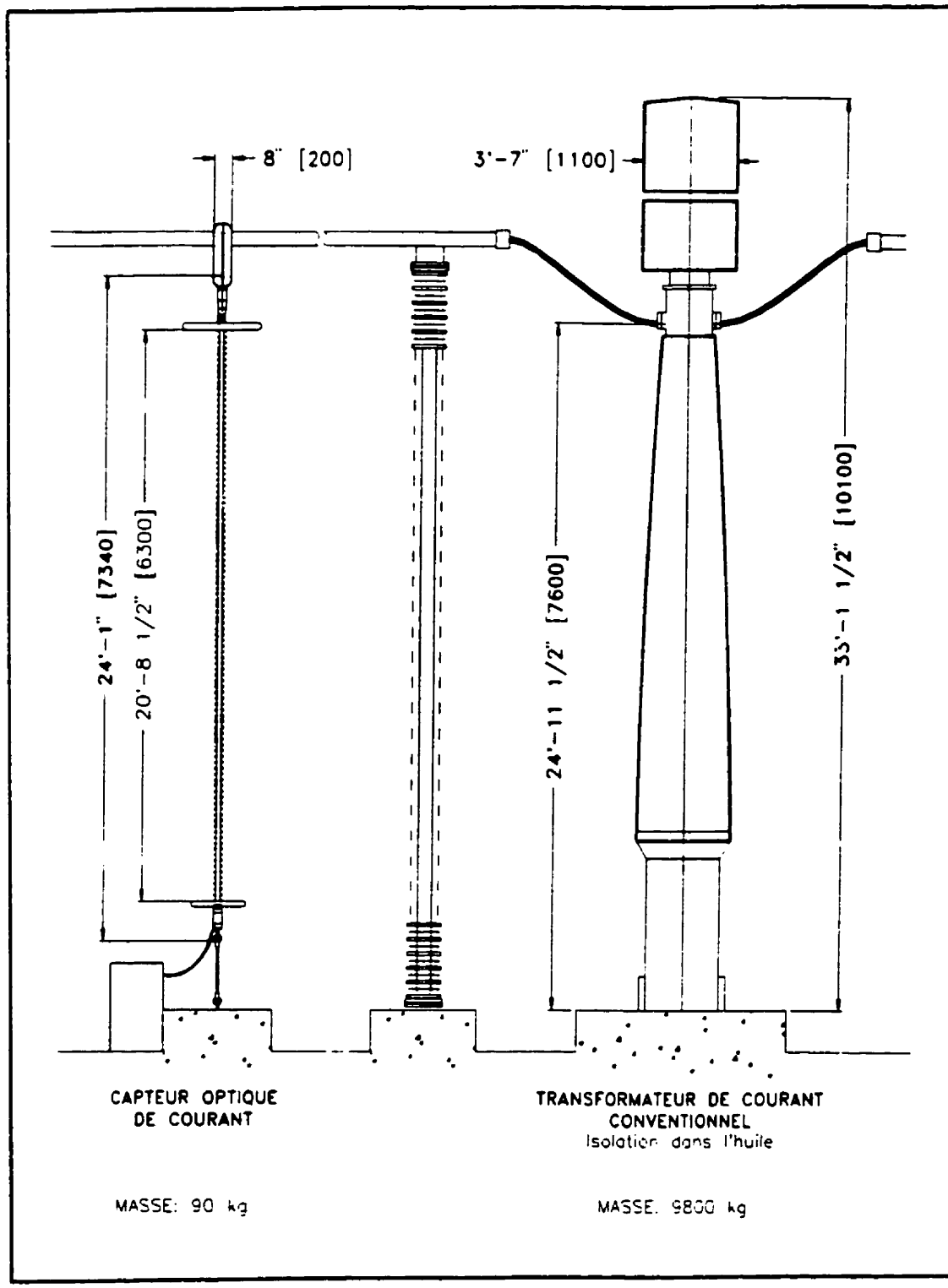


Figure 7.1 Capteur optique de courant et transformateur de courant typique du niveau de tension 735 kV

non-intrusif (691). Ceci est un avantage par rapport au tranformateur magnétique de courant qui peut présenter une impédance non-négligeable dans certaines applications.

L'environnement électromagnétique d'un poste étant généralement fort perturbé, on a avantage à employer la technologie optique de mesure du courant pour s'affranchir de problèmes d'interférences électromagnétiques (24,691). Les boucles de terre et les élévations de potentiel des bornes de mise à la terre sont aussi des problèmes que la technologie optique permet d'éviter (347).

Finalement, on peut envisager multiplexer plusieurs capteurs optiques de courant sur une même fibre optique (691). Du même coup, le câblage d'une installation électrique se retrouve d'autant simplifié.

Les nouveaux systèmes de protection ou de mesurage font usage de circuits de traitement numérique de signaux. L'emploi de ces circuits inhibe le besoin de soutirer plusieurs voltampères du réseau pour recueillir l'information de mesure du courant (340). Ainsi, les nouveaux systèmes de protection ou de mesurage ouvrent la voie à l'application des capteurs optiques de courant. En retour, la technologie optique, en raison de ses performances supérieures, offre l'occasion de réaliser des systèmes numériques encore plus performants. On n'a qu'à penser à des protections différentielles plus sélectives, des protections de distance plus précises ou des protections contre les défauts résistants plus sensibles. Cette

synergie du numérique et de l'optique offre de nouvelles possibilités. C'est le sujet de la prochaine section.

7.2.2 Nouvelles possibilités

De nos jours, les caractéristiques des charges alimentées par les réseaux sont de plus en plus élaborées. Par exemple, l'introduction de l'électronique de puissance se traduit en une augmentation substantielle des tensions et courants harmoniques. Ces grandeurs harmoniques peuvent occasionner une surchauffe de certains équipements.

D'un autre côté, les équipements électriques contemporains sont conçus à l'aide de systèmes informatiques permettant une grande précision. Dans le but d'être économiquement compétitifs, les manufacturiers produisent des équipements qui s'approchent de plus en plus des limites diélectriques et thermiques des matériaux.

La nature des charges étant de plus en plus complexe et les facteurs de sécurité étant de plus en plus petits, il devient nécessaire de réaliser des systèmes de contrôle, de mesure et de protection plus élaborés (29). L'union de la technologie optique de mesure du courant et de l'électronique numérique permet de répondre à ces nouvelles exigences.

Bien sûr, il n'est pas réaliste de remplacer d'un seul coup les systèmes magnétiques/électromécaniques actuels par des systèmes optiques/numériques. Une période de transition, déjà amorcée, est nécessaire. Graduellement, de nouveaux systèmes sont employés simultanément avec d'anciens systèmes. La flexibilité des circuits à microprocesseurs permet aux nouveaux systèmes de s'intégrer facilement aux systèmes existants (44).

Les systèmes optiques/numériques peuvent faire bien plus que reproduire le comportement des premiers systèmes électromécaniques. Un éventail de nouvelles possibilités existe. On n'a qu'à penser à la mesure de la qualité de l'énergie électrique, la perturbographie (199), les manoeuvres synchrones qui permettent la réduction des surtensions dans les réseaux (19, 571, 572), la mesure dans les réseaux de distribution et leur contrôle (8, 312, 436), la localisation de défauts (279, 710, 711), etc. On peut classer ces nouvelles possibilités selon cinq propriétés des nouveaux systèmes: mémorisation, réalisation de relations complexes, intégration, évolutivité et auto-diagnostic.

Les circuits à microprocesseurs possèdent une capacité de mémorisation de l'information. Étant de plus en plus appliqués en transport d'énergie électrique, les circuits à microprocesseurs occasionnent une utilisation distribuée de l'information. Cette information est de nature variée: paramètres de réglage, grandeurs physiques mesurées, perturbations, statistiques, occurrences d'événements particuliers, etc (92, 394, 571). La mémorisation de

l'information nécessite certaines fonctions informatiques telles la compression de données (199). Les circuits à microprocesseurs s'accomodent bien de ces tâches de traitement de l'information.

Le contrôle et la commande des systèmes demandent généralement, à partir d'une certaine connaissance, la prise de décisions et d'actions (360). Les circuits à microprocesseurs peuvent matérialiser des concepts élaborés de contrôle ou de commande par leur capacité de réalisation de fonctions complexes. Ils peuvent matérialiser des algorithmes et prendre des décisions à partir de déductions logiques (394). La réalisation de relations complexes permet d'abord aux circuits à microprocesseurs de mimer le comportement des anciens systèmes électromécaniques mais surtout, elle permet l'application de nouvelles techniques. Grâce à la réalisation de relations complexes, l'introduction des circuits à microprocesseurs a suscité des efforts de recherche et de développement dans divers domaines de la protection (localisation de défauts (1, 326), protection adaptative (104), protection de lignes parallèles (223), etc) et dans la mesure des paramètres de la qualité de l'énergie (439, 652). Également, de nouvelles techniques telles la logique floue (200) ou les réseaux neuronaux (310) peuvent maintenant être appliquées.

En plus de mémoriser l'information et d'établir des relations complexes, les circuits à microprocesseurs peuvent s'occuper de plusieurs fonctions simultanément. On peut intégrer par logiciel, dans un même appareil, plusieurs fonctions de protection et de mesurage (19,

199, 394). Ceci est d'autant plus intéressant que les capteurs optiques de courant possèdent suffisamment de dynamique pour répondre à la fois aux critères de protection et de mesurage. On peut ainsi éliminer certains équipements redondants (92). Les solutions résultantes sont compactes et économiquement intéressantes (48, 365, 571). Notons cependant qu'il peut y avoir des cas où, pour des questions de sécurité ou d'organisation du travail, l'intégration de plusieurs fonctions dans un même appareil n'est pas souhaitable (199).

La propriété d'intégration qui vient d'être soulignée concerne l'intégration de plusieurs fonctions à l'aide du logiciel exécuté par des circuits à microprocesseurs. Les capteurs optiques de courant offrent aussi un niveau d'intégration physique. En effet, l'inclusion des capteurs optiques de courant dans d'autres appareils tels les disjoncteurs ou les transformateurs de puissance, offre des avantages économiques substantiels par rapport à la technologie magnétique conventionnelle de mesure du courant (199, 571). On peut songer à ce que les appareils autonomes de mesure du courant disparaissent.

L'évolutivité des circuits à microprocesseurs procure une marge de manoeuvre accrue aux concepteurs de postes. Traditionnellement, l'ajout d'une fonction supplémentaire à un système déjà en place nécessitait le développement, à forts coûts, de matériel dédié (572). De nos jours, les circuits à microprocesseurs, par leur fonctionalité programmable, offrent des possibilités d'ajouts de fonctions à un coût incrémental moindre (394). Bien que parfois

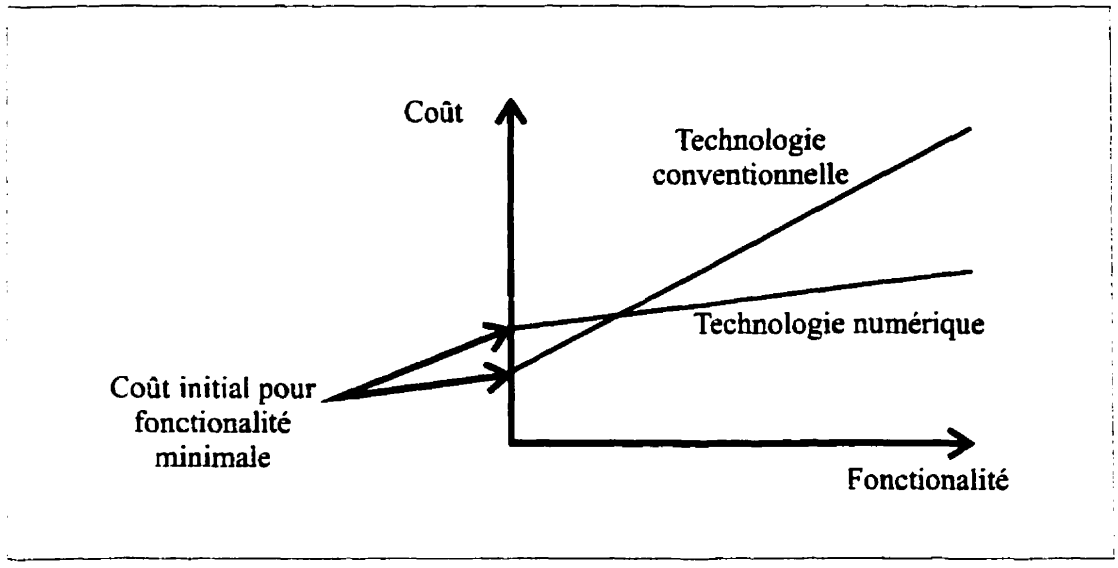


Figure 7.2 Comparaison du coût versus la fonctionalité pour la technologie conventionnelle et la technologie numérique (572)

dispendieux à l'achat, les circuits à microprocesseurs sont économiquement avantageux si l'on considère le retour sur investissement à moyen ou long terme (199). La figure 7.2 illustre ce fait (572).

Finalement, la propriété d'auto-diagnostic des circuits à microprocesseurs en font des éléments précieux en ce qui concerne la fiabilité des réseaux électriques (92). Les systèmes employant des circuits à microprocesseurs peuvent être conçus de façon à ce que le matériel vérifie constamment le logiciel (par circuit chien de garde par exemple) et que le logiciel vérifie constamment le matériel (par simulation de conditions particulières par exemple) (572). L'émission consistante de signaux d'alarme permet un entretien à la demande plutôt que périodique (394). Il est également possible de simuler automatiquement certaines

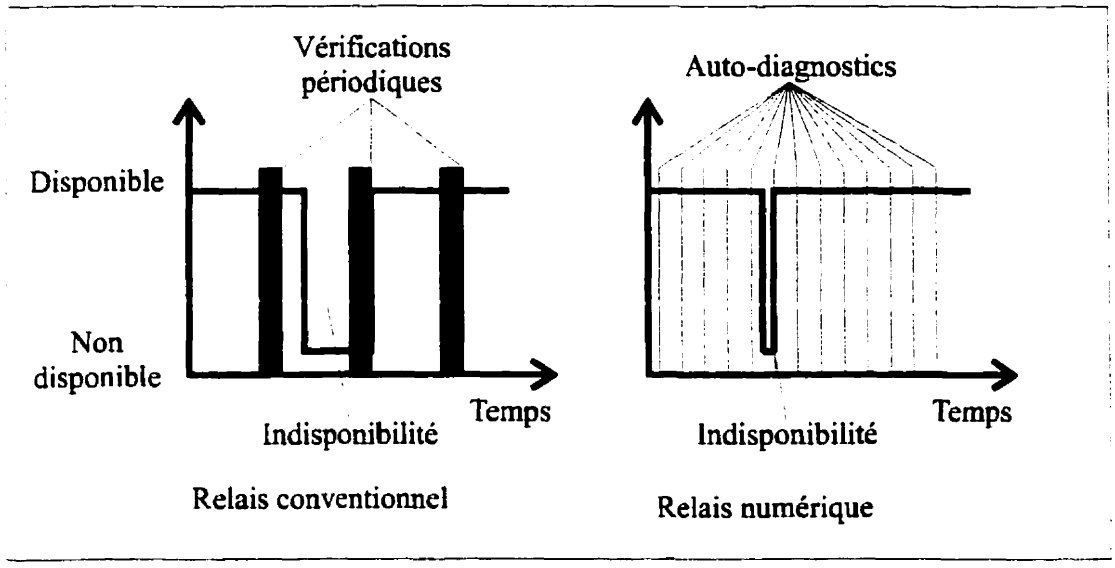


Figure 7.3 Avantage de l'auto-diagnostic en rapport avec la disponibilité (572)

conditions et de vérifier le fonctionnement adéquat du système. Si l'on considère, par exemple, le cas d'un relais de protection électromécanique, une défectuosité de cet élément est souvent détectée lorsque celui-ci aurait dû opérer et qu'il ne l'a pas fait. Les circuits à microprocesseurs, quant à eux, offrent la possibilité d'une vérification continuelle du matériel et du logiciel. La figure 7.3 compare la disponibilité d'un relais de protection électromécanique à celle d'un relais de protection numérique qui possède une capacité d'auto-diagnostic (572).

Il est également possible d'exploiter la capacité de diagnostic des circuits à microprocesseurs pour la surveillance d'appareils autres que le circuit à microprocesseurs lui-même. Jusqu'à ce jour, l'entretien des appareils tels les disjoncteurs ou les transformateurs de puissance

s'effectue périodiquement, sans véritable corrélation avec le vécu de l'appareil (572). Grâce aux circuits à microprocesseurs, on peut se permettre de mesurer et compiler certaines grandeurs physiques telles les courants de défaut ou les surtensions. À partir de la mesure du vécu d'un appareil, un circuit à microprocesseur peut évaluer l'état de cet appareil et fournir un diagnostic. Il devient donc possible de procéder à l'entretien des appareils au besoin plutôt que périodiquement.

Les cinq principales propriétés des systèmes à microprocesseurs (mémorisation, réalisation de relations complexes, intégration, évolutivité et auto-diagnostic) ouvrent la porte à une multitude d'applications nouvelles dans le domaine du transport d'énergie. Ces nouvelles possibilités ne pourront se réaliser à moins d'établir une certaine infrastructure pour la communication de l'information.

7.2.3 Nouvelles exigences pour la communication de l'information

Il est en effet de mise de mettre de l'avant une nouvelle infrastructure de communication de l'information au secondaire des capteurs de courant et de tension. Traditionnellement, les transformateurs magnétiques de courant et de tension voient leur enroulement secondaire relié par un câblage dédié à des appareils tels des relais de protection ou des oscillographes. Maintenant, de nouveaux capteurs de courant et de tension "intelligents" et qui emploient des circuits à microprocesseurs font leur apparition.

Comme il a été précédemment vu, ces appareils offrent de nouvelles possibilités. Celles-ci pourront être exploitées seulement s'il existe, à leur "secondaire", une infrastructure ouverte permettant la communication des informations (199). Ceci est d'autant plus vrai pour les nouvelles possibilités employant des informations provenant de plusieurs points géographiquement éloignés comme, par exemple, la gestion de la charge ou l'automatisation des réseaux de distribution (406).

En plus de servir d'élément de transduction pour la mesure du courant, la fibre optique peut avantageusement être employée pour la réalisation de l'infrastructure de communication requise. D'ailleurs, certaines compagnies d'électricité sont déjà familières avec l'utilisation de la fibre optique en communications. Il existe en effet des câbles de garde munis de fibres optiques qui permettent à la fois la protection des lignes de transport et la communication de l'information (222, 361). Les divers avantages de la fibre optique sont ses dimensions et sa masse réduites par rapport aux conducteurs habituellement employés au secondaire des transformateurs de courant conventionnels, sa nature diélectrique qui inhibe certains problèmes de boucles galvaniques, son immunité aux interférences électromagnétiques et sa forte capacité de transport d'information (513, 571).

Il est également avantageux de transporter, dans les fibres optiques, l'information sous forme numérique. Ceci est tout naturel puisque, les nouveaux capteurs effectuant le traitement des signaux sous forme numérique, une communication analogique ajoute des étapes de

conversions numériques/analogiques et analogiques/numériques contribuant à la dégradation de la qualité des signaux.

De plus, il existe certaines techniques de codage de l'information numérique qui permettent, au prix d'une redondance, de détecter et de corriger des erreurs de transmission. Dans le cas de commutations sur un réseau de transport d'énergie électrique, il peut se produire des transitoires électromagnétiques importantes susceptibles d'induire des erreurs dans les informations traitées par des équipements numériques mal protégés. Pour les applications de protection qui doivent spécialement performer lors des commutations, l'emploi de codes détecteurs et correcteurs d'erreurs est recommandée (520).

Aussi, la communication des informations numériques sous forme sérielle est de mise (394). En effet, les communications sérielles plutôt que parallèles, en plus de ne nécessiter qu'une seule fibre optique, offrent des possibilités d'évolution et de modularité intéressantes (571). Tous les signaux provenant des capteurs de courant et des capteurs de tension d'un poste pourraient être transportés par une seule fibre transportant l'information numérique sous forme sérielle. Il est possible d'employer cette même fibre pour des équipements supplémentaires ajoutés ultérieurement dans ce poste (489, 649).

Toutefois, certains aspects doivent être bien contrôlés. Le temps de transit de l'information dans l'infrastructure de communication doit être fini, déterministe et de l'ordre de la

milliseconde (92, 571). Cette contrainte sur le temps de transit est surtout valable pour les applications de protection, où le temps de réaction d'un système donné doit généralement être faible.

L'infrastructure de communication doit aussi être fiable (92). En effet, cette infrastructure se retrouve en série avec les capteurs et contribue à la fiabilité globale du système. Des équipments redondants et des systèmes de surveillance de l'infrastructure sont requis (26, 571).

La synchronisation des mesures à la microseconde près et à la grandeur d'un réseau électrique est maintenant possible grâce à l'avènement de technologies telles le positionnement par satellite (Global Positioning System, GPS) (83, 104, 199, 275). Il est souhaitable que l'infrastructure de communication supporte une telle synchronisation. Par exemple, des capteurs de courant ou de tension à large bande, synchronisés à la microseconde près, pourraient très bien fournir suffisamment d'information pour localiser, par triangulation, des défauts avec une précision de l'ordre de la centaine de mètre (190). La mesure synchrone des paramètres courant et tension à la grandeur d'un réseau permettrait de remplacer l'estimation d'état par la détermination d'état (101).

Finalement, l'infrastructure doit posséder une dernière caractéristique importante: l'interopérabilité du matériel (199, 422). Il est en effet essentiel que des équipements

provenant de manufacturiers différents puissent être employés sur une même infrastructure de communication. Pour assurer l'interopérabilité, un énorme travail de normalisation est à faire.

Néanmoins, il demeure possible d'employer, sur une même infrastructure de communication, des équipements basés sur des protocoles différents en utilisant des passerelles spécialement conçues à cette fin (92, 571, 645). Cette solution ne devrait être que temporaire et n'est certainement pas souhaitable à long terme. Elle nécessite des investissements dans le développement de matériel et de logiciel sans vraiment augmenter les fonctions du système. La fiabilité globale et la maintenance du système est plus difficile à assurer. Vraiment, la solution ultime passe par la normalisation d'une infrastructure de communication opto-numérique.

Aussi, la normalisation de l'infrastructure permet la mise en place de protocoles élaborés. On peut par exemple concevoir l'infrastructure de façon à ce que tout appareil relié sur un lien de communication annonce sa présence automatiquement. Ceci faciliterait grandement les travaux d'études et de réglages de paramètres (571). C'est la normalisation de l'infrastructure qui permettra de telles fonctions. L'effort de normalisation dans ce domaine n'en est encore qu'à ses débuts (75).

7.2.4 Incidence de la technologie optique de mesure du courant

Bien sûr, la technologie optique de mesure du courant, associée à l'électronique numérique et à une infrastructure de communication normalisée, n'aura pas que des avantages techniques. Au niveau économique, la technologie optique de mesure du courant est certainement moins dispendieuse que la technologie magnétique conventionnelle. Ceci est d'autant plus vrai pour les réseaux à très haute tension puisque pour ceux-ci, le besoin d'isolation diélectrique résulte en des appareils de grandes dimensions. En plus d'être moins dispendieux à l'achat, le capteur optique de courant ne nécessite pas de travaux civils d'envergure pour son installation. Aussi, lorsque la technologie numérique est employée correctement et selon des normes qui devront être bien définies et qui permettront une automatisation poussée, on peut s'attendre à assister à une réduction des coûts d'exploitation des postes électriques (199).

Une incidence économique favorable est aussi à prévoir en raison de l'emploi de circuits à microprocesseurs qui procurent certaines fonctions d'auto-diagnostic. De nos jours, pour s'assurer de la fiabilité des équipements employés dans les réseaux de transport d'énergie électrique, on se fie largement sur les interventions humaines. Avec la nouvelle technologie, des fonctions d'auto-diagnostic peuvent contribuer à augmenter la fiabilité des réseaux tout en diminuant la nécessité d'interventions humaines pour la prévention ou la vérification (62). Avec les fonctions d'auto-diagnostic, on peut envisager mettre l'accent sur l'entretien à la

demande plutôt que sur l'entretien programmé (394). Du même coup, on assistera à une réduction des dépenses reliées à l'entretien.

Les fonctions d'auto-diagnostic sont même essentielles à la nouvelle technologie. Si ces fonctions n'étaient pas disponibles, la nouvelle technologie pourrait difficilement être aussi fiable que la technologie magnétique conventionnelle en raison de l'utilisation intensive de circuits électroniques. C'est véritablement l'auto-diagnostic qui permet de croire que des circuits électroniques peuvent être aussi fiables, sinon plus fiables que des appareils conventionnels (62, 489, 649).

Un bémol important existe en ce qui concerne la main-d'oeuvre. La nouvelle technologie amènera un besoin de renouvellement de la main-d'oeuvre. En effet, de nouvelles façons de protéger les réseaux émergeront. Plusieurs tâches se retrouveront intégrées dans un même appareil qui pourra de plus communiquer sur une infrastructure évoluée. La nouvelle technologie nous porte à une grande distance des protections électromécaniques conventionnelles basées sur des disques à induction. Le personnel appelé à travailler avec les nouveaux appareils devra maîtriser des notions de plus en plus évoluées (72, 199, 449). Il est possible que ce besoin nouveau en main-d'oeuvre amènera les compagnies d'électricité à choisir des options de service clé en main pour l'utilisation et l'entretien des nouveaux appareils.

Finalement, le contexte actuel de la dérèglementation du marché nord-américain de l'énergie électrique favorise l'émergence de nouvelles technologies. En raison des nouvelles lois du marché, les compagnies d'électricité chercheront à maximiser l'utilisation et le rendement de leurs actifs. Les consommateurs seront de plus en plus soucieux de la qualité de l'énergie électrique qu'ils reçoivent et pourront choisir le fournisseur d'énergie offrant, à leurs yeux, le meilleur produit. Ainsi, une forte pression s'exercera sur les manufacturiers d'appareils électriques pour la mise sur pied de solutions globales et intégrées. Ils sont condamnés à explorer sans cesse de nouvelles technologies telles la mesure optique du courant électrique. Ils sont condamnés à innover.

CONCLUSION

Au cours des vingt dernières années, l'avancement technologique au niveau des fibres optiques et des circuits de traitement numérique de signaux a été considérable. La synergie, résultant de l'intégration, dans un même appareil, de ces domaines technologiques, a permis d'atteindre l'objectif initial qui consistait à développer un capteur optique de courant répondant aux besoins du transport d'énergie électrique.

Un prototype de capteur optique de courant adéquat tant pour des applications de mesurage/facturation que des applications de protection a été développé. Ce prototype innovateur ne possède aucune partie active au potentiel du conducteur où l'on désire mesurer le courant. Son organe de transduction est une bobine de fibre optique se prêtant bien à une production en série. Sa topologie et ses algorithmes de traitement de signal le rendent robuste aux perturbations du milieu telles vibrations ou les variations de température.

Cet aboutissement a été possible grâce à un travail scientifique combinant théorie et travail expérimental. L'auteur a ainsi participé activement à l'avancement de la connaissance. Cet avancement est constitué des contributions suivantes:

- établissement de la fonction de transfert générale du capteur interférométrique à boucle dépolarisée (équation (2-1));

- établissement d'un modèle de la fibre optique de type "Spun Hi-Bi" (équation (2-2));
- établissement et vérification expérimentale de la fonction de transfert du capteur interférométrique à boucle dépolarisée dans le cas particulier de la mesure du courant électrique (équation (2-6));
- explication du comportement imprévu du premier prototype de laboratoire par la mise en évidence de l'importance de conserver l'intégrité des modes propres de propagation de la lumière entre la bobine de mesure et la bobine de modulation (section 3.4);
- découverte (équation (3-17)) et vérification expérimentale (section 6.4.1) du fait que l'amplitude des harmoniques paires du signal issu de l'interféromètre est indépendante du couplage de modes entre les bobines tandis que l'amplitude des harmoniques impaires est dépendante du couplage de modes;
- proposition de l'emploi d'une fibre à polarisation elliptique unique pour régler le problème de couplage de modes (section 4.1.2) et élaboration d'équations utiles à la conception de cette fibre (équations (4-6), (4-7) et (4-8));
- établissement de la fonction de transfert du capteur interférométrique à boucle dépolarisée comportant une fibre à polarisation elliptique unique;
- proposition (section 4.1.3) et vérification expérimentale (section 4.3) de l'utilisation d'une fibre linéairement polarisante pour régler le problème de couplage de modes;

- élaboration des équations de conception des pseudo-dépolariseurs en tenant compte de la biréfringence de la fibre de type "Spun Hi-Bi" et de la cohérence de la source de lumière employée (section 4.3.2).

Parmi la liste des contributions à l'avancement de la connaissance, la découverte du fait que l'amplitude des harmoniques paires du signal issu de l'interféromètre est indépendante du couplage de modes entre les bobines tandis que l'amplitude des harmoniques impaires est dépendante du couplage de modes est la plus importante. Il s'agit en effet de l'item ayant permis de dénouer une impasse pour ensuite permettre de concevoir et essayer un appareil applicable à des situations réelles au niveau des réseaux de transport d'énergie électrique.

Une fois la bonne performance du capteur optique de courant expérimentalement confirmée, il a été possible d'élargir le sujet en abordant, au chapitre VII, les essais susceptibles d'être nécessaires pour l'homologation de cette technologie. Aussi, le capteur optique de courant n'étant certainement pas appelé à opérer en vase clos mais plutôt comme un élément d'un système beaucoup plus élaboré, une réflexion concernant l'utilisation des capteurs optiques de courant dans les réseaux de transport d'énergie a été effectuée.

Cette réflexion a conclu sur la nécessité d'innover. En accord avec cette nécessité, il est permis d'énoncer certaines avenues de développement qui restent à explorer. D'abord, le développement de fibres optiques beaucoup plus sensibles à l'effet Faraday permettrait de

réduire la quantité de fibre requise pour la fabrication d'un appareil de mesure optique du courant. Aussi, le développement de sources optiques peu cohérentes et surtout moins dispendieuses serait profitable à l'essor de la technologie.

Peut-être serait-il possible de combiner, en un seul élément, la dépolarisation et la modulation. Il est effectivement pensable qu'un élément procurant un contrôle rapide de sa biréfringence puisse à la fois servir de pseudo-dépolariseur et de modulateur. L'optique intégrée ou la micro-optique sont des domaines susceptibles de fournir de tels éléments.

Au niveau du traitement numérique de signaux, il est possible que l'augmentation du rapport puissance de calcul / coût des processeurs de traitement numérique de signaux rende réalisables des algorithmes beaucoup plus performants qui fournissent une qualité maximale d'information. Cette capacité élevée de traitement de signal permettrait de relaxer les exigences au niveau des composants optiques pour ainsi réduire les coûts de production d'un appareil de mesure optique du courant.

L'application de la mesure optique du courant renferme également des avenues de développement intéressantes. On a qu'à penser aux applications découlant de l'inclusion du capteur optique de courant dans d'autres appareils tels les disjoncteurs ou les transformateurs de puissance.

Vraiment, le capteur optique de courant développé dans le cadre de ce doctorat est la somme de connaissances accumulées par l'être humain depuis plus de 150 ans. L'auteur espère que ce développement servira de base à d'autres scientifiques qui contribueront à leur tour à l'avancement de la connaissance.

BIBLIOGRAPHIE

1. ABE, OTSUZUKI, EMURA et TAKEUCHI, 1995 " Development of a new fault location system for multi-terminal single transmission lines", IEEE Transactions on Power Delivery, 10(1), 159-168.

2. ABEN, 1986 "Characteristic directions in optics of twisted birefringent media", J. Opt. Soc. Am. A, 3(9), 1414-1421.

3. ADOLFSSON, MARKDAHL-BJARME et NIRS, 1987 "Digital passive transducer using active opto-electronics", CIGRÉ (Référence incomplète)

4. AGGARWAL et LI, 1994 "Computer-aided design and testing of a novel optical current sensor for digital power system protection", UPEC'94, 346-349.

5. AHLERS et BOSSELMANN, 1990 "Complete polarization analysis of a magnetooptic current transformer with a new polarimeter", OFS'90. (Référence incomplète)

6. AHLGREN, EDLUND, LINDBERG, SAMUELSSON, ADOLFSSON et EINVAL, 1988 "A new optoelectronic measuring system for EHV substations", CIGRÉ 23-09, 8 pp.

7. AHLGREN, EDLUND, LINDBERG, SAMUELSSON, ADOLFSSON et EINVAL, 1988 "Un nouveau système de mesure optoélectronique pour les postes à haute tension", CIGRÉ 23-09, 131-138.

8. AIKAWA, UEDA, WATANABE, TAKAHASHI et IMATAKI, 1991 "Development of new concept optical zero-sequence current/voltage transducers for distribution network", IEEE Transactions on Power Delivery, 6(1), 414-420.

9. AKATSUKA, NAKANO, MUROOKA et KATSUKAWA, 1995 "High-sensitive YIG current sensor with a light reflection technique", The Eleventh International Conference on Gas Discharges and their Applications, II, 214-217.

10. AKHAVAN LEILABADY, WAYTE, BERWICK, JONES et JACKSON, 1986 "A pseudo-reciprocal fibre-optic Faraday rotation sensor: current measurement and data communication applications", Optics Communications, 59(3), 173-176.

11. AL-CHALABI, CULSHAW et DAVIES "Partially coherent sources in interferometric sensors", 132-135. (Référence incomplète)

12. ALEKSEEV, BAZAROV, GERASIMOV, GUBIN, IVANOV, KARPENKO, SAZONOV etT STAROSTIN, 1995 "Depolarization of light from a superfluorescent fiber source in an elliptic-core fiber", Tech. Phys. Lett., 21(12), 990-992.

13. ALSOUS et HUARD, 1995 "Fibre optic Sagnac interferometer as polarimetric sensor using a non polarised and a broadband source", Photonics'95: European Optical Society Annual Meetings Digest Series, 1, 282-285.

14. ANDONOVIC et UTTAMCHANDANI, 1989 Principles of modern optical systems, volumes 1 et 2, Artech House, Boston.

15. ANDRONOVA et MAMAEV, 1996 "Special features of measuring nonreciprocal effects using a Sagnac fiber interferometer", Optics and Spectroscopy, 80(1), 95-97.

16. ANNOVAZZI-LODI et DONATI, 1987 "Fiber current sensors for HV-lines", Proceedings of SPIE, 798, 270-274.

17. ANNOVAZZI-LODI, DONATI et MERLO, 1992 "Coiled-fiber sensor for vectorial measurement of magnetic field", Journal of Lightwave Technology, 10(12), 2006-2010.

18. ANNOVAZZI-LODI, DONATI, MERLO et LEONA, 1995 "All-fiber Faraday rotator made by a multiturn figure-of-eight coil with matched birefringence", Journal of Lightwave Technology, 13(12), 2349-2353.

19. APOSTOLOV, BRONFELD et FELTIS, 1995 "Intelligent reclosing for overdutied breakers", IEEE Transactions on Power Delivery, 10(1), 153-158.

20. APOSTOLOV, MONNIER et TAYLOR, 1997 "Multifunctional interface for microprocessor relays", IEEE Computer Applications in Power, July 1997, 27-31.

21. ARCE-DIEGO, LOPEZ-RUISANCHEZ, LOPEZ-HIGUERA et MURIEL, 1997 "Model of an openable hybrid-current optical transducer based on a square-shaped structure with internal mirror", Applied Optics, 36(25), 6242-6245.

22. ARDITTY, BOURBIN, PAPUCHON et PUECH, 1981 "Current sensor using state-of-the-art fiber-optic interferometric techniques", Tech. Digest Third Int. Conf. Int. Optics and Opt. Fiber Comm., 128-130.

23. ARDITTY, BOURBIN, PAPUCHON et PUECH, 1981 "Un capteur ampèremétrique à fibre optique", Revue technique Thomson CSF, 13(3), 521-539.

24. ARIFIAN, IBRAHIM, MELIOPOULOS et ZELINGHER, 1997 "Optic technology monitors HV bus", Transmission & Distribution World, May 1997, 62-68.

25. ARUNKUMAR, 1985 "Ultrasensitive fiber-optic magnetic field sensor", Proc. Ann. Meeting OSA, THK4.

26. ATTAS et BERGER, 1996 "Architecture for integration of substation protection and control", Electricity Today, 8(5), 7-10.

27. AULICH, BECK, DOUKLIAS, HARMS, PAPP et SCHNEIDER, 1980 "Magnetooptical current transformer. 2: Components", Applied Optics, 19(22), 3735-3740.

28. AUMONT et PELLETIER, 1971 "Réducteurs de courant magnéto-optiques à effet Faraday", Revue générale de l'électricité, 80(7/8), 617-622.

29. BAIGENT et LEBENHAFT, 1993 "Microprocessor-based protection relays: design and application examples", IEEE Transactions on Industry Applications, 29(1), 66-71.

30. BALLATO et SNITZER, 1995 "Fabrication of fibers with high rare-earth concentrations for Faraday isolator applications", Applied Optics, 34(30), 6848-6854.

31. BARLOW, PAYNE, HADLEY et MANSFIELD, 1981 "Production of single-mode fibres with negligible intrinsic birefringence and polarisation mode dispersion", Electronics Letters, 17(20), 725-726.

32. BARLOW, RAMSKOV-HANSEN et PAYNE, 1981 "Birefringence and polarization mode-dispersion in spun single-mode fibers", Applied Optics, 20(17), 2962-2968.

33. BARTLETT, FARAHI et JACKSON, 1990 "A common path optical fibre heterodyne interferometric current sensor", OFS'90, 85-88.

34. BARTLETT, FARAHI et JACKSON, 1990 "Current sensing using Faraday rotation and a common path optical fiber heterodyne interferometer", Rev. Sci. Instrum., 61(9), 2433-2435.

35. BARTLETT, FARAHI et JACKSON, 1991 "A common path optical fibre heterodyne interferometric current sensor", Proceedings of SPIE, 1504, 247-250.

36. BASSETT, CLARKE et HAYWOOD, 1994 "Polarization dependence in a Sagnac loop optical fibre current sensor employing a 3x3 optical coupler", 10th International Conference on Optical Fibre Sensors, 596-599.

37. BASSETT, HAYWOOD, CLARKE, STOKES, BEYROUTHI et HOORE, 1994 "Un moniteur de courant à fibre optique Sagnac", CIGRÉ 23/13-05, 3 pp.

38. BELLEVILLE, VAN NESTE, CARON, HOULE et THIBAULT, 1994 "Optical interferometric current sensor and method using a single mode birefringent waveguide and a pseudo-depolarizer for measuring electrical current", brevet américain no 5,587,791, brevet canadien no 2,197,716.

39. BELSLEY et CHIN, 1994 "Manufacturing technology for tactical grade FOGs optical sensing coil task", Proceedings of SPIE, 2290, 421-426.

40. BELSLEY, SMITH et DE FAZIO, 1994 "Exploratory studies of optical fiber gyro coil winding automation", Proceedings of SPIE, 2290, 388-395.

41. BENES, GRUBER et O'LEARY "Design of CMOS compatible photodiodes and integrated signal processing for optical sensors", 302-305. (Référence incomplète)

42. BEN-KISH, KONFORTI et TUR, 1990 "Design, construction and characterization of a portable fiber-optic current sensor", OFS'90. (Référence incomplète)

43. BEN-KISH, TUR et SHAFIR, 1991 "Geometrical separation between the birefringence components in Faraday-rotation fiber-optic current sensors", Optics Letters, 16(9), 687-689.

44. BENMOUYAL et ZOCHOLL, 1994 "Bases et justification d'un standard nord-américain relatif aux relais de surintensité à temps inverse", CIGRÉ 34-101, 6 pp.

45. BENNETT et BENNETT, 1978 "Polarization", section 10 de Handbook of Optics, Optical Society of America, McGraw-Hill, 10-1-164.

46. BERGANO, MAZURCZYK et DAVIDSON, 1994 "Polarization scrambling improves SNR performance in a chain of EDFAs", OFC'94 Technical Digest, 255-256.

47. BERGH, LEFÈVRE et SHAW, 1981 "Geometrical fiber configuration for isolators and magnetometers", International Conference on Fiber Optic Rotation Sensors, 400-405.

48. BET et DOWNS, 1996 "The benefits of the use of a digital signal processor in a new microprocessor-based transformer differential relay", CEA Electricity'96, 10 pp.

49. BEYER, 1987 "Standard Mathematical Tables", CRC Press, 674 pp.

50. BHANDARI, 1992 "A useful generalization of the Martinelli effect", Optics Communications, 88, 1-5.

51. BILLINGS, 1951 "A monochromatic depolarizer", Journal of the Optical Society of America, 41(12), 966-975.

52. BIRCH, 1987 "Fabrication and characterisation of circularly birefringent helical fibres", Electronics Letters, 23(1), 50-52.

53. BJARME, 1994 "Optical instrument transformers for current and voltage", Eight National Power Systems Conference (New Dehli). (Référence incomplète)

54. BLAKE, 1990 "Magnetic field sensitivity of depolarized fiber optic gyros", Proceedings of SPIE, 1367, 81-86.

55. BLAKE, 1996 "Current sensors based on the Sagnac interferometer", Proceedings of SPIE, 2837, 166-171.

56. BLAKE et KIM, 1994 "Distribution of relative intensity noise in the signal and quadrature channels of a fiber-optic gyroscope", Optics Letters, 19(20), 1648-1650.

57. BLAKE, KIM, TANTASWADI et DE CARVALHO, 1995 "Depolarized gyro using a coherence collapsed laser diode", Proceedings of SPIE, 2510, 12-20.

58. BLAKE et SZAFRANIEC, 1996 "Polarization impulse response function of a single mode fiber gyro coil", Proceedings of SPIE, 2837, 295-302.

59. BLAKE, SZAFRANIEC et FETH, 1996 "Partially polarized fiber-optic gyro", Optics Letters, 21(15), 1192-1194.

60. BLAKE, TANTASWADI et DE CARVALHO, 1994 "In-line Sagnac interferometer for magnetic field sensing", poster présenté à la 10th International Optical Fiber Sensor Conference, 9 pp.

61. BLAKE, TANTASWADI et DE CARVALHO, 1996 "In-line Sagnac interferometer current sensor", IEEE Transactions on Power Delivery, 11(1), 116-121.

62. BLAUM, KARRENBAUER, SPEH, FESER et GEMPER, 1994 "Integrated diagnostic for a modern high voltage GIS", CIGRÉ 23/13-12, 9 pp.

63. BÖHM, MARTEN, PETERMANN, WEIDEL et ULRICH, 1981 "Low-drift fibre gyro using a superluminescent diode", Electronics Letters, 17(10), 352-353.

64. BÖHM et PETERMANN, 1986 "Signal processing schemes for the fiber-optic gyroscope", Proceedings of SPIE, 719, 36-44.

65. BÖHM, PETERMANN et WEIDEL, 1982 "Sensitivity of a fiber-optic gyroscope to environmental magnetic fields", Optics Letters, 7(4), 180-182.

66. BÖHM, RUSSER, WEIDEL et ULRICH, 1981 "Low-noise fiber-optic rotation sensing", Optics Letters, 6(2), 64-66.

67. BOHNERT, BRANDLE et FROSIO, 1994 "Field test of interferometric optical fiber high-voltage and current sensors", 10th International Conference on Optical Fibre Sensors, 16-19.

68. BOISSEAU, FORTIN et HILARIO, 1993 "Transformateurs de mesure: la mesure des décharges partielles: une méthode de surveillance", EDF 93NR00058, 8 pp.

69. BOISSEAU et TANTIN, 1993 "Évaluation des méthodes utilisées pour la surveillance des transformateurs de mesure", EDF 93NR00072, 21 pp.

70. BONGERS, 1969 "Faraday rotation of infrared and visible light by magnetic materials", IEEE Transactions on Magnetics, September 1969, 472.

71. BORRELLI, 1964 "Faraday rotation in glasses", Journal of Chemical Physics, 41(11), 3289-3293.

72. BOSHELL, 1996 "Fibre testing and test equipment", Electricity Today, December 1996, 39-45.

73. BOSSELMANN, 1997 "Magneto- and electrooptic transformers meet expectations of power industry", présenté à la 12th International Optical Fiber Sensors Conference.

74. BOSSELMANN et MENKE, 1994 "Intrinsic temperature compensation of magnetooptic AC current transformers with glass ring sensor head", 10th Optical Fibre Sensors Conference, 20-23.

75. BRAND, BALL, EISMAN, LUNDQVIST et SPEH, 1997 "Besoins en communication exprimés en flux de données à l'intérieur des postes", Électra, 173, 72-85.

76. BREGUET et GISIN, 1995 "Interferometer using a 3x3 coupler and Faraday mirrors", Optics Letters, 1447-1449.

77. BRUNKE, ESZTERGALYOS, KHAN et JOHNSON, 1994 "Avantages d'une commande de disjoncteur à base de microprocesseurs", CIGRÉ 23/13-10, 6 pp.

78. BUCHOLTZ, DAGENAIS et KOO, 1989 "High-frequency fibre-optic magnetometer with 70 fT/√(Hz) resolution", Electronics Letters, 25(25), 1719-1721.

79. BUCHOLTZ, DAGENAIS, KOO et VOHRA, 1990 "Recent developments in fiber optic magnetostrictive sensors", Proceedings of SPIE, 1367, 226-235.

80. BUCHOLTZ, KERSEY et DANDRIDGE, 1986 "Multiplexed nonlinear interferometric fiber sensors", 4th International Conference on Optical Fiber Sensors, 63-66.

81. BUCHOLTZ, KOO, KERSEY et DANDRIDGE, 1986 "Fiber optic magnetic sensor development", Proceedings of SPIE, 718, 56-65.

82. BUCHOLTZ, VILLARUEL, DAVIS, KIRKENDALL, DAGENAIS, MCVICKER, PATRICK, KOO, WANG, VALØ, LUND, GUNNAR ANDERSEN, GJESSING, EIDEM et KNUDSEN, 1995 "Multichannel fiber-optic magnetometer system for undersea measurements", Journal of Lightwave Technology, 13(7), 1385-1395.

83. BURNETT, BUTTS, CEASE, CENTENO, MICHEL, MURPHY et PHADKE, 1994 "Synchronized phasor measurement of a power system event", IEEE Transactions on Power Systems, 9(3), 1643-1650.

84. BURNS, 1983 "Degree of depolarization in the Lyot depolarizer", Journal of Lightwave Technology, LT-1(3), 475-471.

85. BURNS, CHEN et MOELLER, 1983 "Fiber-optic gyroscopes with broad-band sources", Journal of Lightwave Technology, LT-1(1), 98-105.

86. BURNS et KERSEY, 1992 "Fiber-optic gyroscopes with depolarized light", Journal of Lightwave Technology, 10(7), 992-999.

87. BURNS et MOELLER, 1984 "Polarizer requirements for fiber gyroscope with high-birefringence fiber and broad-band source", Journal of Lightwave Technology, LT-2, 430-435.

88. BURNS, MOELLER, BULMER et GREENBLATT, 1991 "Depolarized source for fiber-optic applications", Optics Letters, 16(6), 381-383.

89. BURNS, MOELLER et VILLARRUEL, 1982 "Observation of low noise in a passive fibre gyroscope", Electronics Letters, 18(15), 648-650.

90. BUSH et JACKSON, 1991 "Dual channel current sensor capable of simultaneously measuring two currents", Proceedings of SPIE, 1584, 103-109.

91. BUSH et JACKSON, 1992 "Numerical investigation of the effects of birefringence and total internal reflection on Faraday effect current sensors", Applied Optics, 31(25), 5366-5374.

92. CAIRD, 1997 "Integrating substation automation", IEEE Spectrum, August 1997, 64-69.

93. CALVANI, CAPONI et CISTERNINO, 1989 "Polarization measurements on single-mode fibers", Journal of Lightwave Technology, 7(8), 1187-1196.

94. CALVANI, CAPONI, CISTERNINO et COPPA, 1987 "Fiber birefringence measurements with an external stress method and heterodyne polarization detection", Journal of Lightwave Technology, LT-5(9), 1176-1181.

95. CANCELLIERI, 1993 " Single-mode optical fiber measurement: Characterization and sensing", Artech House, Boston, 337 pp.

96. CAO, WEI, LIAO, CHENWANG, ZHANG, ZHIPENG, LI, SHAOHUI, LIU et BIN, 1996 "New method for improving anti-interference ability of bulk glass current sensors", Proceedings of SPIE, 2895, 415-420.

97. CARNEL, GRÉBILLE, KAPLAN et TEBOUL, 1971 "Transformateur de courant magnéto-optique à effet Faraday, astatique", Revue générale de l'électricité, 80(11), 815-826.

98. CAROME, 1991 "Fiberoptic vibration and electric current sensors: encounters with the electric power industry", Proceedings 1992 Workshop on Optical Sensing in Utility Applications, 10-13.

99. CAROME, KUBULINS, FLANAGAN et SHAMRAY-BERTAUD, 1991 "Intensity type fiberoptic electric current sensor", Proceedings of SPIE, 1584, 110-117.

100. CAZABAT, DAVOUST et TRAN TIEN, 1993 "La simulation dans la conception des capteurs à fibre optique", Revue générale de l'électricité, 9, 17-22.

101. CEASE et FELDHAUS, 1994 "Real-time monitoring of the TVA power system", IEEE Computer Applications in Power, July 1994, 47-51.

102. CEASE et JOHNSTON, 1990 "A magneto-optic current transducer", IEEE Transactions on Power Delivery, 5(2), 548-555.

103. CEI, 1987 "Transformateurs de courant", CEI 185, 2ième édition, 74 pp.

104. CENTENO, DE LA REE, PHADKE, MICHEL, MURPHY et BURNETT, 1993 "Adaptive out-of-step relaying using phasor measurement techniques", IEEE Computer Applications in Power, October 1993, 12-17.

105. CERNOSEK, 1990 "Travelling wave Faraday effect fiber current sensors", OFS'90. (Référence incomplète)

106. CERNOSEK, 1992 "High frequency response of fiber current sensors with noncircular and nonconcentrated coils", OFS'92, 398-401.

107. CHANDLER, 1983 "Fiber optic magnetic field and current sensors", Proceedings of the NATO Advanced Study Institute on Fast Electrical and Optical Diagnostic Principles and Techniques, 41-56.

108. CHANDLER, FORMAN et JAHODA, 1985 "Measurement of Faraday rotation in twisted optical fiber using rotating polarization and analog phase detection", Proceedings of SPIE, 566, 206-211.

109. CHANDLER, FORMAN, JAHODA et KLARE, 1986 "Fiber-optic heterodyne phase-shift measurement of plasma current", Applied Optics, 25(11), 1770-1774.

110. CHANG et SIRKIS, 1996 "Differential-cross-multiplier demodulation of interferometric optical fiber sensors", Experimental Techniques, May/June 1996, 29-32.

111. CHANGCHUN et FEI, 1996 "Passive interferometric optical fiber sensor using 3x3 directional coupler", Proceedings of SPIE, 2895, 565-571.

112. CHATREFOU "Applications of optical sensors to EHV substations", Power Technology International, 114-118. (Référence incomplète)

113. CHEN, TANG, ZHU, QIU et DAI, 1994 "220 kV 2500 A intelligent magneto-optic current transformer", Chinese Journal of Lasers, A21(11), 914-916.

114. CHETKIN et SHALYGIN, 1969 "The anisotropy of the Faraday effect in TbIG", IEEE Transactions on Magnetics, September 1969, 473.

115. CHIANG, 1997 "Temperature sensitivity of coated stress-induced birefringent optical fibers", Opt. Eng., 36(4), 999-1007.

116. CHU, HALDAR, MCSTAY et ROGERS "Interference of the Faraday coupled signal with the residual mode component in a highly-birefringent optical-fibre current sensor", 165-168. (Référence incomplète)

117. CHU, MCSTAY et ROGERS, 1990 "Current sensing by mode coupling in fibre via the Faraday effect", Electronics Letters, 27(3), 207-208.

118. CHU, MCSTAY et ROGERS, 1990 "Measurement of electric current using highly-birefringent optical fibre", OFS'90. (Référence incomplète)

119. CHU, NING et JACKSON, 1992 "Faraday current sensor that uses a triangular-shaped bulk-optic sensing element", Optics Letters, 17(16), 1167-1169.

120. CHU, NING et JACKSON, 1993 "An optical current comparator", Meas. Sci. Technol., 4, 1187-1193.

121. CHU et SAMMUT, 1984 "Analytical method for calculation of stresses and material birefringence in polarization-maintaining optical fiber", Journal of Lightwave Technology, LT-2(5), 650-662.

122. CLARKE, 1993 "Temperature-stable spun elliptical-core optical-fiber current transducer", Optics Letters, 18(2), 158-160.

123. CLARKE, ROCHFORD, ROSE et DAY, 1994 "A polarization insensitive 3x3 Sagnac current sensor using polarizing spun high-birefringence fiber", publication hors-délai présentée à la 10th International Optical Fiber Sensor Conference, 4 pp.

124. COGHILL, BASSETT, BARROW, ROHATGI et VANCE, 1995 "Field trial of an electrically passive optical-fiber magnetometer", Applied Optics, 34, 7258-7262.

125. COGHILL, BASSETT, WONG et POOLE, 1996 "A passive high sensitivity magnetic field sensor based on metallic glass wire", Journal of Lightwave Technology, 14(8), 1918-1925.

126. COHEN, MARCUSE et MAMMEL, 1982 "Radiating leaky-mode losses in single-mode lightguides with depressed-index claddings", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, MTT-30(10), 1455-1460.

127. COLLINS et STEEL, 1962 "On a calculus for retardation plates", Journal of the Optical Society of America, 52(3), 339.

128. COOPER et PAGE, 1970 "Magneto-optic light modulators", The Radio and Electronic Engineer, 39(6), 302-304.

129. COOPER, PEARSON, VAN HEEK et PAGE, 1969 "Applications of magnetooptics", IEEE Transactions on Magnetics, September 1969, 472.

130. COPNER, LEWIS, PARKES, TRAFFORD, DEVINE, WHITEHEAD et PHELPS, 1995 "An ultrawideband current sensor based on the Faraday effect in semimagnetic semiconductors", Proceedings of SPIE, 2374, 121-128.

131. CORNING, 1990 "Polarization-retaining single-mode fiber measurements", 5 pp.

132. CRUDEN, MCDONALD, ANDONOVIC, UTTAMCHANDANI, PORRELLI et ALLAN "Current measurement device based on the Faraday effect", 69-72. (Référence incomplète)

133. CRUDEN, MCDONALD, ANDONOVIC, UTTAMCHANDANI, PORRELLI et ALLAN "Optical crystal based current measurement device using the Faraday effect", 4 pp. (Référence incomplète)

134. CRUDEN, RICHARDSON, MCDONALD et ANDONOVIC, 1995 "Optical crystal based devices for current and voltage measurement", IEEE Transactions on Power Delivery, 10(3), 1217-1223.

135. CRUDEN, RICHARDSON, MCDONALD, ANDONOVIC, LAYCOCK et BENNETT, 1997 "Compact 132 kV combined optical voltage and current measurement system", Proceedings of the 1997 IEEE Instrumentation & Measurement Technology, 2, 1399-1402.

136. CRUZ, ANDRES et HERNANDEZ "Measurement of the effective Verdet constant of optical-fibres in the wavelength range 458-1523 nm", 4 pp. (Référence incomplète)

137. CRUZ, ANDRES et HERNANDEZ, 1996 "Faraday effect in standard optical fibers: dispersion of the effective Verdet constant", Applied Optics, 35(6), 922-927.

138. CRUZ et al., 1996 "Frequency and pulse modulation of light using all-fiber interferometers", Proceedings of SPIE, 2730, 336-339.

139. CULSHAW et DAKIN, 1988-1997 "Optical Fiber Sensors", volumes 1 à 4, Artech House, Boston.

140. DAGENAIS, BUCHOLTZ, KOO et DANDRIDGE, 1988 "Demonstration of 3 pT/√(Hz) at 10 Hz in a fibre-optic magnetometer", Electronics Letters, 24(23), 1422-1423.

141. DAGENAIS, BUCHOLTZ, KOO et DANDRIDGE, 1988 "Source and reduction of inhomogeneous magnetic response and low frequency sideband noise in a fiber optic magnetic sensor", Proceedings of SPIE, 985, 159-162.

142. DAGENAIS, BUCHOLTZ, KOO et DANDRIDGE, 1989 "Detection of low-frequency magnetic signals in a magnetostrictive fiber-optic sensor with suppressed residual signal", Journal of Lightwave Technology, 7(6), 881-887.

143. DÄNDLIKER, 1992 "Rotational effects of polarization in optical fibers", Anisotropic and Nonlinear Optical Waveguides, C.G. Someda et G. Stegeman éditeurs, Elsevier Science Publishers.

144. DANDRIDGE, TVETEN et GIALLORENZI, 1982 "Homodyne demodulation scheme for fiber optic sensors using phase generated carrier", IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-18(10), 1647-1653.

145. DANDRIDGE, TVETEN, SIGEL, WEST et GIALLORENZI, 1980 "Optical fibre magnetic field sensors", Electronics Letters, 16(11), 408-409.

146. DAVIS, 1991 "Phase-modulated fiber-optic current transformer/voltage transformer", EPRI EL-7421.

147. DAVIS, CAROME, WEIK, EZEKIEL et EINZIG, 1986 "Fiberoptic sensor technology handbook", Optical Technologies inc., Herndon, VA.

148. DAWSON, MACDOUGALL et HERNANDEZ, 1995 "Verdet constant limited temperature response of a fiber-optic current sensor", IEEE Photonics Technology Letters, 7(12), 1468-1470.

149. DAWSON, MACDOUGALL et HERNANDEZ, 1996 "High-performance magnetic field and quasi-current sensors", CLEO'96, CWK6, 313-314.

150. DAY, 1989 "Recent advances in Faraday effect sensors", Springer Proceedings in Physics, 44, 250-254.

151. DAY, DEETER et ROSE "Faraday effect sensors: a review of recent progress", Advances in Optical Fiber Sensors, 11-26. (Référence incomplète)

152. DAY, DEETER, ROSE et ROCHFORD, 1994 "Faraday effect sensors for magnetic field and electric current", Proceedings of SPIE, 2292, 42-47.

153. DAY, DEETER, ROSE et ROCHFORD, 1994 "Faraday effect sensors for magnetic field and electric current", Proceedings of SPIE, 2341, 90-95.

154. DAY et ETZEL, 1985 "Annealing of bend-induced birefringence in fiber current sensors", IOOC-ECOC'85, 871-874.

155. DAY, HALE, DEETER, MILNER, CONRAD et ETZEL, 1987 "Optical power line voltage and current measurement systems", EPRI EL-5431, vol. 1 et 2.

156. DAY, PAYNE, BARLOW et RAMSKOV-HANSEN, 1982 "Faraday rotation in coiled, monomode optical fibers: isolators, filters, and magnetic sensors", Optics Letters, 7(5), 238-240.

157. DAY et ROSE, 1988 "Faraday effect sensors: the state of the art", Proceedings of SPIE, 985, 138-150.

158. DAY, VEESER, CHANDLER et CERNOSEK, 1986 "Progress in the design of optical fiber sensors for the measurement of pulsed electric currents", Proc. Workshop on Measurement of Electrical Quantities in Pulse Power Systems, 5 pp.

159. DE CARVALHO et BLAKE, 1994 "Simultaneous measurement of electric and magnetic fields using a Sagnac interferometer", 10th International Conference on Optical Fibre Sensors, 2360, 411-414.

160. DE CARVALHO et BLAKE, 1995 "The Sagnac interferometer as a two-parameter sensor", Journal of Lightwave Technology, 13(7), 1250-1255.

161. DEETER, 1995 "High sensitivity fiber-optic magnetic field sensors based on iron garnets", IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 44(2), 464-467.

162. DEETER, 1996 "Fiber-optic Faraday-effect magnetic-field sensor based on flux concentrators", Applied Optics, 35(1), 154-157.

163. DEETER, DAY, BEAHN et MANHEIMER, 1993 "Magneto-optic magnetic field sensor with 1.4 pT/√(Hz) minimum detectable field at 1 kHz", Electronics Letters, 29, 993-994.

164. DEETER, ROSE et DAY, 1990 "Faraday-effect magnetic field sensors based on substituted iron garnets", Proceedings of SPIE, 1367, 243-248.

165. DEETER, ROSE et DAY, 1990 " Fast, sensitive magnetic-field sensors based on the Faraday effect in YIG", Journal of Lightwave Technology, 8(12), 1838-1842.

166. DELAUNAY et PAYET, 1996 "Study of magneto-optical properties in magnetic liquids from ac measurements", Proceedings of SPIE, 2782, 138-149.

167. DEL BIANCO, 1990 "Optical fibre current transducer system", CEA Report 189T353.

168. DESPINEY, 1995 "La surveillance des réducteurs de mesure", Revue générale de l'électricité, 4, 42-46.

169. DIDOSYAN et BARASH, 1995 "Faraday effect in yttrium orthoferrite in the range 1280-1600 nm", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 151, 207-210.

170. DINEV, 1996 "A two-dimensional remote fibre-optic magnetic field and current sensor", Meas. Sci. Technol., 7, 1233-1237.

171. DIXON, 1971 "Linear Algebra", Van Nostrand Reinhold, New-York, 278 pp.

172. DODGE, 1996 "Symmetry of the magneto-optic response of the Sagnac interferometer", J. Appl. Phys., 79(8), 6186-6188.

173. DOMANSKI, 1997 "Magnetooptical modulators and isolators of partially polarized light", Proceedings of SPIE, 3094, 121-130.

174. DONATINI, NEVEU et MONIN, 1996 "Measurements of longitudinal magneto-optic effects in ferrofluids: a dynamic method", Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 162, 69-74.

175. DONG, CHU et CHIANG, 1997 "An electric-current sensor employing twisted fibre with compensation for temperature and polarization fluctuations", Measurement Science and Technology, 8, 606-610.

176. DREWS et JAUMANN, 1969 "Magnetooptic Kerr effect and Faraday effect on Ni-Fe alloys", IEEE Transactions on Magnetics, September 1969, 473.

177. DUPRAZ, 1988 "Capteurs interférométriques de courant à fibres optiques", La technique moderne, 80(7-8), 9-17.

178. DUTTA et DUTTAGUPTA, 1994 "Optimizing methods for designing a robust FOP current sensor to be installed in EHV power system", IMTC'94, THPM4-5, 1321-1324.

179. DYOTT, 1979 "Preservation of polarisation in optical-fibre waveguides with elliptical cores", Electronics Letters, 15(13), 380-382.

180. DYOTT, 1995 "Elliptical fiber waveguides", Artech House, Boston, 217 pp.

181. DYOTT, 1996 "Reduction of the Shupe effect in fibre optic gyros; the random-wound coil", Electronics Letters, 32(23), 2177-2178.

182. DYOTT, COZENS et MORRIS, 1979 "Preservation of polarisation in optical-fibre waveguides with elliptical cores", Electronics Letters, 13, 1231-1236.

183. DZHASHITOV, 1994 "Effect of thermal processes on the accuracy of precision fiber-optic inertial sensors", Journal of Engineering Physics and Thermophysics, 66(1), 55-61.

184. EICKHOFF, 1982 "Stress-induced single-polarization single-mode fiber", Optics Letters, 7(12), 629-631.

185. EISSA "A new current-based digital directional transverse differential protection technique". (Référence incomplète)

186. EMGE, BENNETT, DYOTT, BRUNNER et ALLEN, 1996 "Reduced minimum configuration fiber optic gyro for land navigation applications", IEEE 1996 Position Location and Navigation Symposium, 38-41.

187. ENOKIHARA, IZUTSU et SUETA, 1987 "Optical fiber sensors using the method of polarization-rotated reflection", Journal of Lightwave Technology, LT-5(11), 1584-1590.

188. EPWORTH, 1982 "The temporal coherence of various semiconductor light sources used in optical fibre sensors", First International Conference on Fiber-Optic Rotation Sensors, 237-244.

189. ERDMANN et HERTEL, 1995 "Beam-propagation in magnetooptic waveguides", IEEE Journal of Quantum Electronics, 31(8), 1510-1516.

190. ERICKSON et DONNELLY, 1995 "Multifunctional data acquisition and analysis and optical sensors - a BPA update", T&D World Expo, 13 pp.

191. ERNING, YANBING, MACALPINE, BENSHUN et ZHENGYING, 1997 "Development of an optical current measuring system for power systems", 10th International Symposium on High Voltage Engineering, 287-290.

192. EZEKIEL, SMITH, SHARIAR et HEMMER, 1994 "New opportunities in fiberoptic sensors", 10th International Conference on Optical Fibre Sensors, 3-9.

193. EZEKIEL, SMITH, SHAHRIAR et HEMMER, 1995 "New opportunities in fiber-optic sensors", Journal of Lightwave Technology, 13(7), 1189-1192.

194. FANG et CLAUS, 1996 "Optimal design of IRIS-based polarimetric intrinsic fiber optic current sensors", Journal of Lightwave Technology, 14(7), 1664-1673.

195. FANG, WANG, MAY et CLAUS, 1994 "A reciprocal-compensated fiber-optic electric current sensor", Journal of Lightwave Technology, 12(10), 1882-1890.

196. FANG, WANG, MAY, MURPHY et CLAUS, 1994 "A reciprocal-compensated fiber optic electric current sensor", 10th International Conference on Optical Fibre Sensors, 427-429.

197. FANG, WANG, MURPHY et CLAUS, 1996 "Optimal design of an intensity-based reciprocity insensitive intrinsic fiber optic electric current sensors", Proceedings of SPIE, 2594, 65-74.

198. FANG, WANG, WANG et CLAUS, 1996 "Phase-locking technique for stabilizing birefringent Sagnac interferometer-based current sensors", Proceedings of SPIE, 2594, 186-192.

199. FAUQUEMBERGUE et MACKEY, 1997 "Protection des réseaux électriques et commande locale", Électra, 170, 88-101.

200. FERRERO, SANGIOVANNI et ZPPITELLI, 1995 "A fuzzy-set approach to fault-type identification in digital relaying", IEEE Transactions on Power Delivery, 10(1), 169-175.

201. FISHER, HENDERSON et JACKSON, 1997 "The interrogation of a conventional current transformer using an in-fibre Bragg grating", Meas. Sci. Technol., 8, 1080-1084.

202. FISHER et JACKSON, 1995 "Improving the sensitivity of a Faraday current sensor by varying its operating point", Meas. Sci. Technol., 6, 1508-1518.

203. FISHER et JACKSON, 1996 "Common-mode optical noise rejection scheme for an extrinsic Faraday current sensor", CLEO'96, 292-293.

204. FISHER et JACKSON, 1996 "Common-mode optical noise-rejection scheme for an extrinsic Faraday current sensor", Meas. Sci. Technol., 7, 796-800.

205. FISHER et JACKSON, 1996 "Vibration immunity and Ampere's circuital law for a near perfect triangular Faraday current sensor", Meas. Sci. Technol., 7, 1099-1102.

206. FISHER et JACKSON, 1996 "Vibration immunity for a triangular Faraday current sensor", Proceedings of SPIE, 2839, 156-165.

207. FISHER et JACKSON, 1997 "Vibration immunity for a triangular Faraday current sensor", Fiber & Integrated Optics, 16(3), 321-328.

208. FORMAN et JAHODA, 1988 "Linear birefringence effects on fiber-optic current sensors", Applied Optics, 27(15), 3088-3096.

209. FOUQUET et HUARD, 1995 "Tunable wavelength filter using the Faraday effect", Proceedings of SPIE, 2449, 193-199.

210. FRATELLO, LICHT et BRANDLE, 1996 "Innovative improvements in bismuth-doped rare-earth iron garnet Faraday rotators", IEEE Transactions on Magnetics, 32(5), 4102-4107.

211. FREDERICKS et ULRICH, 1984 "Phase error bounds of fibre gyro with imperfect polariser/depolariser", Electronics Letters, 20(8), 330-332.

212. FRENKEL, 1993 "Optical sensing of high electric currents using the Faraday effect in a rigid single turn of liquid", Meas. Sci. Technol., 4, 976-981.

213. FRIGO, 1983 "Compensation of linear sources of non-reciprocity in Sagnac interferometers", Proceedings of SPIE, 412, 268-271.

214. FRINS et DULTZ, 1997 "Rotation of the polarization plane in optical fibers", Journal of Lightwave Technology, 15(1), 144-147.

215. FROSIO et DÄNDLIKER, 1994 "Reciprocal reflection interferometer for a fiber-optic Faraday current sensor", Applied Optics, 33(25), 6111-6122.

216. FUJIMOTO, SHIMIZU, NAKAGAWA, SONE, KAWASHIMA et MORI, 1997 "Development of an optical current transformer for adjustable speed pumped storage systems", IEEE Transactions on Power Delivery, 12(1), 45-50.

217. FUJINAMI, TAKUMA et KAWAMOTO, 1995 "Development of detection method with a magnetic field sensor for incomplete contact in gas insulated switches and bus connecting parts", IEEE Transactions on Power Delivery, 10(1), 229-236.

218. FUJIWARA, WATANABE et MORI, 1996 "Polarization dependent loss in a Ti:$LiNbO_3$ polarization scrambler/controller", IEEE Photonics Technology Letters, 8(4), 542-544.

219. FURSTENAU, SCHIFFER et SCHMIDT, 1995 "Unambiguous sawtooth fringe counting for an active homodyne demodulated interferometric strain gauge", Journal of Lightwave Technology, 13, 1237-1242.

220. GERGES, FARAHI, NEWSON, JONES et JACKSON, 1987 "Interferometric fibre-optic sensor using a short-coherence length source, Electronics Letters, 23, 1110-1111.

221. GERGES, FARAHI, NEWSON, JONES et JACKSON, 1988 "Fibre-optic interferometric sensor utilising low coherence length source: resolution enhancement", Electronics Letters, 24, 472-474.

222. GHANNOUM, CHOUTEAU, MIRON, YAACOUB et YOSHIDA, 1995 "Optical ground wire for Hydro-Québec's telecommunication network", IEEE Transactions on Power Delivery, 10(4), 1724-1730.

223. GILANY, MALIK et HOPE, 1995 "A laboratory investigation of a digital protection technique for parallel transmission lines", IEEE Transactions on Power Delivery, 10(1), 187-193.

224. GIRGEL, EMELYANOV et FEDOSENKO, 1994 "Polarization analysis of depolarizing optical systems", Proceedings of SPIE, 2265, 349-353.

225. GOLODOLINSKII, 1963 "Electro-optical methods and apparatus for measuring currents and voltages", Electric Technology (U.S.A.), 2, 198-216.

226. GOTTWALD et PIETZSCH, 1988 "Measurement method for determination of optical phase shifts in 3x3 fibre couplers". (Référence incomplète)

227. GREEN et CABLE, 1982 "Passive demodulation of optical interferometric sensors", IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-18, 1639-1644.

228. GRONAU et MOSHE, 1995 "Digital signal processing for an open-loop fiber-optic gyroscope", Applied Optics, 34(25), 5849-5853.

229. GUERRERO, ESCUDERO et BERNABEU, 1992 "Polycrystalline materials for magneto-optical devices", Optics Letters, 17(10), 760-762.

230. GUTTIN, LEGER et STOECKEL, 1994 "An isotropic earth field scalar magnetometer using optically pumped helium 4", Journal de Physique IV, C4-655-659.

231. HANAKAWA, YONEZAWA et HIRANO, 1994 "Optical current sensor unit for 6 kV electric power distribution line", 51, 57-64. (Référence incomplète)

232. HARMS et PAPP, 1980 "Magnetooptical current transformer. 3: Measurements", Applied Optics, 19(22), 3741-3745.

233. HASEGAWA, ICHIKAWA, KATSUKAWA, TANAKA et SAKURAI, 1994 "Development of a new type of optical transducer for measuring fault current", IEEE Transactions on Power Delivery, 9(3), 1245-1252.

234. HAYT, 1989 "Engineering electromagnetics", cinquième édition, McGraw-Hill, New-York, 472 pp.

235. HE et SAIXIAN, 1996 "New way to reduce the reflection-induced phase difference while sensing current with bulk glass", Proceedings of SPIE, 2895, 458-461.

236. HE, ZHAO et QIAO, 1996 "The optical measuring and sensing system for large current in the isolated phase busbar", Proceedings of SPIE, 2895, 513-515.

237. HEBNER, MALEWSKI et CASSIDY, 1977 "Optical methods of electrical measurement at high voltage levels", Proceedings of the IEEE, 65(11), 1524-1548.

238. HEISMANN, 1995 "Fast polarization controllers and scramblers for high-speed lightwave systems", OFC'95, 11-13.

239. HEISMANN, 1996 "Compact electro-optic polarization scramblers for optically amplified lightwave systems", Journal of Lightwave Technology, 14(8), 1801-1814.

240. HEISMANN, AMBROSE, MURPHY et WHALEN, 1993 "Polarization-independent photonic switching system using fast automatic polarization controllers", IEEE Photonics Technology Letters, 5, 1341-1343.

241. HEISMANN, GRAY, LEE et SMITH, 1994 "Electrooptic polarization scramblers for optically amplified long-haul transmission systems", IEEE Photonics Technology Letters, 6(9), 1156-1158.

242. HEISMANN, HANSEN, KOROTKY, RAYBON, VESELKA et WHALEN, 1993 Electronics Letters, 29, 1965-1966.

243. HEISMANN et SMITH, 1996 "High-speed polarization scrambler with adjustable phase chirp", IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2(2), 311-318.

244. HEISMANN et TOKUDA, 1995 "Polarization-independent electro-optic depolarizer", Optics Letters, 20(9), 1008-1010.

245. HÉROIN, BENOIST et DELAMARRE, 1967 "Mesure d'un courant par un ampèremètre à effet Faraday", Revue générale de l'électricité, 76(7-8), 1045-1054.

246. HIGGINS, HOOK et STOKES, 1996 "Hybrid high voltage current sensor", Proceedings of the 21st Australian Conference on Optical Fibre Technology, 133-136.

247. HIMENO, KIKUCHI, KAWAKAMI, FUKUDA et INADA, "A high-extinction-ratio and low-loss single-mode single-polarization optical fiber", 472-475. (Référence incomplète)

248. HIRSCH, KOCH, PEIER et SENFTLEBEN, 1995 "System compatible transmission of measurement information for optical sensors". Ninth International Symposium on High Voltage Engineering, 7862-1-4.

249. HIRSCH et PEIER, 1991 "Linearization of fiber-optic polarimetric current sensors", Optics Communications, 82(3,4), 193-196.

250. HIRSCH et PEIER, 1991 "Stray field error of fibre optic current sensors", 7th International Symposium on High Voltage Engineering, 199-202.

251. HIRSCH, PEIER et STIETZEL, 1993 "Magneto-optic current sensor using a double twist fibre", International Journal of Optoelectronics, 8(5/6), 737-742.

252. HO et LIU, 1992 "A study of large current detection based on laser and optical fiber", Journal of the Chinese Institute of Engineers, 15(1), 1-8.

253. HOLM, 1984 "Yig-sensor design for fibre optical magnetic field measurements", Proceedings of SPIE, 514, 333-336.

254. HOLM, SOHLSTRÖM, SVANTESSON, 1995 "Transmission loss compensation for Faraday effect fibre optic sensors", Sensors and Actuators A, 46-47, 487-490.

255. HOSAKA, OKAMOTO, SASAKI et EDAHIRO, 1981 "Single mode fibres with asymmetrical refractive index pits on both sides of core", Electronics Letters, 17(5), 191-193.

256. HOTATE, 1996 "Fiber sensor technology today", CLEO'96, 363.

257. HOULE, 1993 "Modélisation inverse d'un capteur perturbable par un réseau neuronal", Mini-congrès Poly-Neurones, École Polytechnique de Montréal, 38-54.

258. HOULE et THIBAULT, 1996 "Optical current measurement for power systems", CEA Electricity'96, 11 pp.

259. HOULE et THIBAULT, 1997 "Méthodologie requise pour les essais d'investigation et d'homologation des capteurs optiques de courant appliqués aux réseaux de transport d'énergie électrique", présenté au 65e congrès de l'ACFAS.

260. HOWARD, 1995 "Quadrature polarimetry for plasma Faraday rotation measurements", Rev. Sci. Instrum., 66(1), 383-385.

261. HOWERTON et BURNS, 1994 "Depolarized source for high power remote operation of an integrated optical modulator", IEEE Photonics Technology Letters, 6(1), 115-117.

262. HOWERTON, BURNS et GOPALAKRISHNAN, 1996 "SBS suppression using a depolarized source for high power fiber applications", Journal of Ligthwave Technology, 14(3), 417-422.

263. HUANG, NICATI, TOYAMA, KIM et SHAW, 1993 "Synthetic heterodyne detection in a fiber-optic ring-laser gyro", Optics Letters, 18(1), 81-83.

264. HUNG-CHIA, 1996 "Elliptically birefringent optical fiber transmission characteristics", Fiber and Integrated Optics, 15(2), 71-80.

265. HUNG-CHIA, 1997 "Fiber-optic analogs of bulk-optic wave plates", Applied Optics, 36(18), 4241-4258.

266. HUNG-CHIA, 1997 "Practical circular-polarization-maintaining optical fiber", Applied Optics, 36(27), 6968-6975.

267. HUNG-CHIA et YING-CHUN, 1995 "Polarization behavior of spun fiber versus conventional fiber under strong slight twisting", Microwave and Optical Technology Letters, 9(1), 37-41.

268. HURWITZ et JONES, 1941 "A new calculus for the treatment of optical systems II. Proof of three general equivalence theorems", Journal of the Optical Society of America, 31(7), 493-499.

269. HUSSEY, BIRCH et FUJII, 1986 "Circularly birefringent single-mode optical fibres", Electronics Letters, 22(3), 129-130.

270. HYDRO-QUÉBEC, 1983 "Fourniture des transformateurs de courant de 26,4 à 765 kV", SN-16.2d, 24 pp.

271. HYDRO-QUÉBEC, 1983 "Spécification technique pour les essais sur les transformateurs de mesure", SN-16.1d, 20 pp.

272. IEEE, 1991 "Summary of "Withstand capability of relay systems to radiated electromagnetic interference from transceivers" (ANSI/IEEE C37.90.2-1987)", IEEE Transactions on Power Delivery, 6(1), 103-108.

273. IEEE, 1993 "IEEE Standard Requirements for Instrument Transformers", IEEE Std C57.13-1993, 85 pp.

274. IEEE, 1994 "Optical current transducers for power systems: a review", IEEE Transactions on Power Delivery, 9(4), 1778-1788.

275. IEEE, 1994 "Synchronized sampling and phasor measurement for relaying and control", IEEE Transactions on Power Delivery, 9(1), 442-452.

276. IEEE, 1995 "Trial use standard for low energy analog signal inputs to protective relaying", draft 7.0, 25 pp.

277. IMAEDA et KOZUKA "Optical magnetic field sensors using iron garnet crystals", 8th International Conference on Optical Fibre Sensors, 386-389.

278. IMAMURA, NAKAHARA et TAMURA, 1997 "Output characteristics of field sensor used for optical current transformers applied to the flat-shape three-phase bus bar", IEEE Transactions on Magnetics, 33(5), 3403-3405.

279. INOUE, TSUNEKAGE et SAKAI, 1995 "Fault section detection system for 275-kV XLPE-insulated cables with optical sensing technique", IEEE Transactions on Power Delivery, 10(3), 1148-1155.

280. INOUE et YAMASAWA, 1996 "Stabilization of temperature dependence of Verdet constant of Bi-doped garnet and development of high sensitive optical fiber magnetic field sensor", Electrical Engineering in Japan, 117(1), 1-10.

281. IRACE, BREGLIO et CUTOLO, 1996 "All fiber dynamic linear polarization modulator: application to the polarization hole burning problem in erbium-doped fiber amplifiers", Proceedings of SPIE, 2954, 42-47.

282. IRACE, BREGLIO et CUTOLO, 1996 "An all fiber optic device for dynamic rotation of the polarization plane of a light wave", MELCON'96, 684-686.

283. ISHIZUKA, ITOH et MINEMOTO, 1997 "Optical fiber current sensors using garnet crystal for power distribution fields", Optical Review, 4(1A), 45-49.

284. ITOH, MINEMOTO, ISHIKO et ISHIZUKA, 1997 "Commercial current sensor activity in Japan", présenté à la 12th International Optical Fiber Sensors Conference.

285. JACKSON, 1985 "Monomode optical fibre interferometers for precision measurement", J. Phys. E: Sci. Instrum., 18, 981-1001.

286. JACKSON, 1987 "Overview of fibre optic interferometric sensors", IOP Publishing, 1-22. (Référence incomplète)

287. JACKSON, 1994 "Recent progress in monomode fibre-optic sensors", Meas. Sci. Technol., 5, 621-638.

288. JACKSON, DANDRIDGE et SHEEM, 1980 "Measurement of small phase shifts using a single-mode optical-fiber interferometer", Optics Letters, 5(4), 139-141.

289. JACKSON et JONES, 1986 "Extrinsic fibre-optic sensors for remote measurement: part one", Optics and Laser Technology, 18(5), 243-252.

290. JACKSON, KERSEY, AKHAVAN LEILABADY et JONES, 1986 "High frequency non-mechanical optical linear polarisation state rotator", J. Phys. E: Sci. Instrum., 19, 146-148.

291. JACKSON, KERSEY, CORKE et JONES, 1982 "Pseudoheterodyne detection scheme for optical interferometers", Electronics Letters, 18, 1081-1083.

292. JACKSON, KERSEY et LEWIN, 1984 "Fiber gyroscope with passive quadrature detection", Electronics Letters, 20, 399-401.

293. JACOB, VALLET, BRETENAKER, LE FLOCH et LE NAOUR, 1995 "Small Faraday rotation measurement with a Fabry-Pérot cavity", Appl. Phys. Lett., 66(26), 3546-3548.

294. JAECKLIN, 1970 " Measuring current at extra-high voltage", Laser Focus, May 1970, 35-38.

295. JAECKLIN et LIETZ, 1972 "Elimination of disturbing birefringence effects on Faraday rotation", Applied Optics, 11(3), 617-621.

296. JARZYNSKI, COLE, BUCARO et DAVIS, 1980 "Magnetic field sensitivity of an optical fiber with magnetostrictive jacket", Applied Optics, 19(22), 3746-3748.

297. JEFFREY, 1995 "Handbook of Mathematical Formulas and Integrals", Academic Press, 410 pp.

298. JENKINS et WHITE, 1957 "Fundamentals of optics", Mc-Graw Hill Ed., New-York, 637 pp.

299. JIN, STEWART, CRAWFORD et CULSHAW, 1995 "Fiber-optic pseudodepolarizer based on birefringence modulation", Optics Letters, 20(16), 1737-1739.

300. JIN, ZHANG, UTTAMCHANDANI et CULSHAW, 1991 "Modified $J_1...J_4$ method for linear readout of dynamic phase changes in a fiber-optic homodyne interferometer", Applied Optics, 30, 4496-4499.

301. JOHANSEN, BAZILJEVICH, BRATSBERG, GALPERIN, LINDELOF, SHEN et VASE, 1996 "Direct observation of the current distribution in thin superconducting strips using the magneto-optic imaging", Physical Review B, 54(22), 16264-16269.

302. JONES, 1941 "A new calculus for the treatment of optical systems I. Description and discussion of the calculus", Journal of the Optical Society of America, 31(7), 488-493.

303. JONES, 1941 "A new calculus for the treatment of optical systems III. The Sohncke theory of optical activity", Journal of the Optical Society of America, 31(7), 500-503.

304. JONES, AKHAVAN LEILABADY et JACKSON, 1986 "Monomode fibre-optic sensors: optical processing schemes for recovery of phase and polarization state information", Journal of Optical Sensors, 1(2), 123-134.

305. KAMADA, MINEMOTO et ISHIZUKA, 1987 "Mixed rare-earth iron garnet (TbY)IG for magnetic field sensors", J. Appl. Phys., 61(8), 3268-3270.

306. KAMADA, TSUJIMOTO et HAYASHI, 1983 "Fiber-optical current sensors using mixed rare-earth iron garnet crystals", Proceedings of the 3rd Sensor Symposium, 167-169.

307. KAMINOW, 1981 "Polarization in optical fibers", IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-17(1), 15-22.

308. KAMINOW et RAMASWAMY, 1979 "Single-polarization optical fibers: slab model", Appl. Phys. Lett., 34(4), 268-270.

309. KAMINOW, SIMPSON, PRESBY et MACCHESNEY, 1979 "Strain birefringence in single-polarisation germanosilicate optical fibres", Electronics Letters, 15(21), 677-679.

310. KAMWA, GRONDIN, SOOD, GAGNON, NGUYEN et MEREB, 1996 "Recurrent neural networks for phasor detection and adaptive identification in power system control and prediction", IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 45(2), 657-664.

311. KANEKO, TSUJI, NAKAYAMA, OTSUBO, HONDA, NIEDA, TANAHARA et UEJIMA, 1995 "Characteristics of fiber optic current sensor systems using bismuth-substituted rare-earth iron garnets for power distribution systems", Ninth International Symposium on High Voltage Engineering, 4521-1-4.

312. KANEKO, TSUJI, OHDOU, OTSUBO, HONDA, TANAHARA, UEDA et OGURO, 1997 "Development of harmonic measuring instruments using optical voltage and current sensor systems for power distribution lines", 10th International Symposium on High Voltage Engineering, 13-16.

313. KANG, PARK, KANG, JOHNS et AGGARWAL, 1997 "An algorithm for compensating secondary currents of current transformers", IEEE Transactions on Power Delivery, 12(1), 116-124.

314. KANOI, TAKAHASHI, SATO, HIGAKI, MORI et OKUMURA, 1986 "Optical voltage and current measuring system for electric power systems", IEEE Transactions on Power Delivery, PWRD-1(1), 91-97.

315. KAPITULNIK, DODGE et FEJER, 1994 "High-resolution magneto-optic measurements with a Sagnac interferometer (invited)", J. Appl. Phys., 75(10), 6872-6877.

316. KAPRON, BORRELLI et KECK, 1972 "Birefringence in dielectric optical waveguides", IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-8(2), 222-225.

317. KATSUKAWA, ISHIKAWA, OKAJIMA et CEASE, 1996 "Development of an optical current transducer with a bulk type Faraday sensor for metering", IEEE Transactions on Power Delivery, 11(2), 702-707.

318. KATSUKAWA et YOKOI, 1997 "Optical current transducer with bulk type $Bi_{12}SiO_{20}$ Faraday sensor for power systems", Optical Review, 4(1A), 50-52.

319. KERSEY, BUCHOLTZ et DANDRIDGE, 1988 "Sensitivity-bandwidth limitations in optical-fibre Faraday-rotation current sensors", International Journal of Optoelectronics, 3(4), 323-332.

320. KERSEY et DANDRIDGE, 1987 "Monomode fibre polarisation scrambler", Electronics Letters, 23(12), 634-636.

321. KERSEY, DANDRIDGE et MARRONE, 1987 "Single-mode fiber pseudo-depolarizer", Proceedings of SPIE, 838, 360-364.

322. KERSEY et DAVIS, 1989 "All-fiber Faraday-rotation current sensor with remote laser-FM based heterodyne detection", Springer Proceedings in Physics, 44, 285-290.

323. KERSEY et JACKSON, 1986 "Current sensing utilizing heterodyne detection of the Faraday effect in single-mode optical fiber", Journal of Lightwave Technology, LT-4(6), 640-644.

324. KERSEY, JACKSON et CORKE, 1985 "Single-mode fibre-optic magnetometer with DC bias field stabilization", Journal of Lightwave Technology, LT-3(4), 836-840.

325. KERSEY et MARRONE, 1994 "Fiber Bragg grating high-magnetic field probe", 10th International Conference on Optical Fibre Sensors, 53-56.

326. KEZUNOVIC, MRKIC et PERUNICIC, 1994 "An accurate fault location algorithm using synchronized sampling", Electric Power Systems Research, 29, 161-169.

327. KEZUNOVIC et PERUNICIC, 1994 "Synchronized sampling improves fault location", IEEE Computer Applications in Power, April 1995, 30-33.

328. KHAN et IRVINE-HALLIDAY, 1996 "Measurement of beat length in hi-bi fiber using Faraday magneto-optic effect", CCECE'96, 241-244.

329. KIM "Broadband fiber sources for gyroscopes", 129-133. (Référence incomplète)

330. KIM, TANTASWADI et BLAKE, 1995 "Coherence-collapsed 1.3 μm multimode laser diode for the fiber-optic gyroscope", Optics Letters, 20(7), 731-733.

331. KINTNER, 1981 "Polarization control in optical-fiber gyroscopes", Optics Letters, 6, 154-156.

332. KIRIN, 1994 "Photovoltaic transformers for power take-off", Electrical Technology, 3, 1-10.

333. KIRKENDALL et BUCHOLTZ, 1994 "Selfaligning demodulator for remotely operated fibre optic magnetic sensor system", Electronics Letters, 30, 999-1000.

334. KLIMKIEWICZ et DURYEA, 1994 "Novel signal processing techniques for low-cost FOGs", Proceedings of SPIE, 2292, 462-467.

335. KO et GARMIRE, 1995 "Current sensing using bismuth rare-earth iron garnet films", Applied Optics, 34(10), 1692-1696.

336. KO, TZENG et WANG, 1994 "Birefringence examination in a practical fiber-current-sensing system", Applied Optics, 33(33), 7693-7697.

337. KOBAYASHI, HORIDE, TAKAGI, HIGAKI, TAKAHASHI, MORI et YAMAGIWA, 1992 "Development and field test evaluation of optical current and voltage transformers for gas insulated switchgear", IEEE Transactions on Power Delivery, 7(2), 815-821.

338. KOCH, HIRSCH, PEIER et SENFTLEBEN, 1995 "Fibre optic current transformer with low cost standard connectors employing a fibre depolarizer", Proceedings of SPIE, 2510, 224-233.

339. KOHLI, 1994 "The Faraday effect in glasses containing rare earths", Key Engineering Materials, 94-95, 125-140.

340. KOJOVIC, 1997 "Rogowski coils suit relay protection and measurement", IEEE Computer Applications in Power, July 1997, 47-52.

341. KOMACHIYA, SONOBE, OHO, OHBU, YUHARA et IIZUKA, 1996 " Secondary-phase-modulation method for open-loop fiber-optic gyroscopes", Applied Optics, 35(19), 3719-3725.

342. KOO, BUCHOLTZ, DAGENAIS et DANDRIDGE, 1989 "A compact fiber-optic magnetometer employing an amorphous metal wire transducer", IEEE Photonics Technology Letters, 1(12), 464-466.

343. KOO, DAGENAIS, BUCHOLTZ et DANDRIDGE, 1989 "Modified coherent rotation model for fiber-optic magnetometers using magnetostrictive transducers", Proceedings of SPIE, 1169, 190-200.

344. KOO, TVETEN et DANDRIDGE, 1982 "Passive stabilization scheme for fiber interferometers using (3x3) fiber directional couplers", Appl. Phys. Lett., 41(7), 616-618.

345. KOZHEVNIKOV, BARMENKOV, BELYAKOV, MEDVEDEV et RAZDOBARIN, 1991 "Fiber-optic sensor for plasma current diagnostics in tokamaks", Proceedings of SPIE, 1584, 138-144.

346. KRÅKENES et BLØTEKJÆR, 1990 "Phase to amplitude noise conversion in Sagnac interferometers cause by backscattering", OFS'90, 35-38.

347. KREIDI, 1987 "Tennessee power utility chooses fiber current sensors", Lightwave, August 1987.

348. KÜNG, NICATI et ROBERT, 1996 "Reciprocal and quasi-reciprocal Brillouin fiber-optic current sensors", IEEE Photonics Technology Letters, 8(12), 1680-1682.

349. KÜNG, NICATI et ROBERT, 1997 "Brillouin fiber optic current sensor, Optical Review, 4(1A), 56-57.

350. KUROSAWA, 1990 "Development and field tests of optical fiber sensors for electric power systems", OFS'90 (Référence incomplète)

351. KUROSAWA, 1997 "Optical current transducers using flint glass fiber as the Faraday sensor element", Optical Review, 4(1A), 38-44.

352. KUROSAWA, YOSHIDA et SAKAMOTO, 1994 "A method for improvement of immunity from environnement in Faraday effect current sensor using the flint glass fiber", 10th International Conference on Optical Fibre Sensors, 2360, 430-433.

353. KUROSAWA, YOSHIDA et SAKAMOTO, 1995 "Polarization properties of the flint glass fiber", Journal of Lightwave Technology, 13(7), 1378-1384.

354. KUROSAWA, YOSHIDA, SAKAMOTO, MASUDA et YAMASHITA, 1994 "An optical fiber-type current sensor utilizing the Faraday effect of the flint glass fiber", 10th Optical Fibre Sensors Conference, 24-27.

355. KUROSAWA, YOSHIDA, SAKAMOTO, MASUDA et YAMASHITA, 1997 "A current sensor using the Faraday effect in optical fiber manufactured from Flint Glass", Electrical Engineering in Japan, 118(3), 22-38.

356. KUTZ et MURAKI, 1996 "Enhanced power transfert and mode coupling in spun twin-core optical fibers", Optics Letters, 21(12), 863-865.

357. KWONG, BAR-CHAIM et CHEN "High-power 1.3 μm superluminescent diode". (Référence incomplète)

358. KWONG, LAU, BAR-CHAIM, URY et LEE, 1987 "High power, high efficiency window bured heterostructure GaAlAs superluminescent diode with an integrated absorber", Appl. Phys. Lett., 51(23), 1879-1881.

359. KYUMA, TAI, NUNOSHITA, SAWADA, TAKIOKA et IDA, "Fiber-optic current sensor using $Bi_{12}GeO_{20}$ single crystal: a novel type", 40. (Référence incomplète)

360. LAM, 1996 "Real time monitoring and remote diagnostic", CEA Electricity'96, 18 pp.

361. LAMARCHE, GAGNON et MIRON, 1996 "Long term attenuation measurements on optical ground wires", IEEE Transactions on Power Systems, 11(4), 1863-1867.

362. LAMING et PAYNE, 1989 "Electric current sensors employing spun highly birefringent optical fibers", Journal of Lightwave Technology, 7(12), 2084-2094.

363. LAMING, PAYNE et LI, 1988 "Compact optical fibre current monitor with passive temperature stabilisation", OFS'88, 123-128.

364. LANGEAC, 1982 "Temperature sensing in twisted single-mode fibres", Electronics Letters, 18(24), 1022-1023.

365. LANTERI et PALESE, 1989 "LV CB microprocessor-based relays for central computerized system control", CIRED 1989, 145-149.

366. LEBEDEV, 1995 "Magneto-optical direct-current meter for urban traffic power systems", Measurement Techniques, 38(8), 915-920.

367. LEBEDEV "Multifunctional portable magnetic field sensor with in-plane anisotropic garnet film", BP-12. (Référence incomplète)

368. LEE, 1989 "New compensation method for bulk optical sensors with multiple birefringences", Applied Optics, 28(11), 2001-2011.

369. LEE, HEIMAN, WANG, FONSTAD, SUNDARAM et GOSSARD, 1996 "Faraday-Stark optoelectronic effect", Appl. Phys. Lett., 69(24), 3731-3733.

370. LEE, KANG et PARK, 1995 "Fiber optic magnetostrictive transducers for magnetic field sensing", Optical Engineering, 34(12), 3577-3582.

371. LEE, LEE et SUH, 1994 "Magnetostrictive transducers for optical fiber magnetic field sensors", Proceedings of SPIE, 2292, 57-65.

372. LEFEBVRE, 1966 " Calcul et réalisation d'une maquette de transformateur de courant 220 kV destiné à la mesure en régime transitoire", Revue générale de l'électricité, 75(9), 1112-1118.

373. LEFÈVRE, 1980 "Single-mode fibre fractional wave devices and polarisation controllers", Electronics Letters, 16(20), 778-780.

374. LEFÈVRE, 1993 "The Fiber-Optic Gyroscope", Artech House, Boston, 313 pp.

375. LEQUIME, MEUNIER et GIOVANNINI, 1990 "Fiber optic magnetic field sensor using spectral modulation encoding", Proceedings of SPIE, 1367, 236-242.

376. LETELLIER, BASSIER, MARMIER, MORIN, UHEL et ARTUR, 1994 "Polarisation scrambling in 5 Gbit/s 8100 km EDFA based system", Electronics Letters, 30(7), 589-590.

377. LEWIS, JONES et JONES, 1995 "A tap-changer monitoring system incorporating optical sensors", The Reliability of Transmission and Distribution Equipment, IEE 406, 97-102.

378. LI, CROSSLEY et AGGARWAL, 1997 "Application of fibre optical current transducer to protection", Proceedings of the 6th International Conference on Developments in Power Systems Protection, 274-277.

379. LI, LIU, MACALPINE et YI, 1996 "Optical current transducer and its signal processing analysis", Proceedings of SPIE, 2895, 2-7.

380. LI, QIAN et PAYNE, 1986 "Current sensors using highly birefringent bow-tie fibre", Electronics Letters, 22(21), 1142-1144.

381. LI, QIAN et PAYNE, 1987 "Miniature multi-turn fibre current sensors", Journal of Optical Sensors, 2(1), 25-33.

382. LI, SHAOHUI, CAO, WEI, ZHANG et ZHIPENG, 1996 "Theoretical analysis and design of a novel Faraday-effect current sensor", Proceedings of SPIE, 2895, 451-457.

383. LI et YE, 1996 "Optical fiber sensing technology for measuring the lightning current passing through a lightning eliminator", Proceedings of SPIE, 2893, 490-493.

384. LIN, LEE et LIN, 1996 "Broad-band superluminescent diodes fabricated on a substrate with asymmetric dual quantum wells", IEEE Photonics Technology Letters, 8(11), 1456-1458.

385. LING, 1994 "Theoretical investigation of transmission through a Faraday-active Fabry-Perot étalon", J. Opt. Soc. Am. A, 11(2), 754-758.

386. LINTZ, 1992 "Fiber-optic voltage and current sensors for distribution systems", EPRI TR-100291.

387. LIU, LI et ZHANG, 1994 "Optical current transducer for electric power system", Proceedings of SPIE, 2292, 440-444.

388. LIU, RAHMAN et GRATTAN "Analysis of the birefringence properties of optical fibers made by a preform deformation technique", Journal of Lightwave Technology, 13(2), 142-147.

389. LIU et YI, 1995 "A high-accuracy optical current sensor based on comparative measurement", Proceedings of SPIE, 2510, 263-268.

390. LIZET et VALETTE, 1983 "Reduction of temperature and vibration sensitivity of a polarimetric current sensor", Electronics Letters, 19(15), 578-579.

391. LOBO RIBEIRO, CALEYA et SANTOS, 1995 "General error function of synthetic-heterodyne signal processing in interferometric fibre-optic sensors", International Journal of Optoelectronics, 10(3), 205-209.

392. LOFTS, RUFFIN, PARKER et SUNG, 1995 "Investigation of the effects of temporal thermal gradients in fiber optic gyroscope sensing coils", Optical Engineering, 34(10), 2856-2863.

393. LOFTS, RUFFIN, SAWYER et PARKER, 1993 "Development of sensing coils for an ultraminiaturized tactical fiber gyroscope", Proceedings of SPIE, 2070, 142-151.

394. LOHMANN et REINHARDT, 1994 "Microprocessor technology for substation control, monitoring and protection", CNE'94 "Towards a sustainable energy efficiency in Romania", 68-74.

395. LUKSUN, QIAN et PAYNE, 1987 "Miniature multi-turn fibre current sensors", Journal of Optical Sensors, 2, 25-33.

396. LUO, ZHENG, MA et SU, 1997 "The study of accuracy of a magneto-optical current transformer", 10th International Symposium on High Voltage Engineering, 199-202.

397. LUTZ, 1992 "Fiber optic depolarizer", OFS'92, 133-136.

398. MA et CHU, 1994 "A new type of temperature-compensated birefringent optical fiber", IEEE Photonics Technology Letters, 6(9), 1136-1138.

399. MA et LUO, 1998 "A method to eliminate birefringence of a magneto-optic AC current transducer with glass ring sensor head", présenté au IEEE Power Society Winter Meeting 1998, papier PE-776-PWRD-0-1-1998, 5 pp.

400. MA, WHITBREAD, ALLEN et CHU, 1990 "Effect of state of input polarisation on current sensitivity of spun birefringent fibres", OFS'90. (Référence incomplète)

401. MACDOUGALL, DAWSON et HERNANDEZ "Metering-accuracy fiber optic measurement of transmission-line currents", 299-302. (Référence incomplète)

402. MACDOUGALL, DAWSON et HERNANDEZ, 1996 "High accuracy all fiber, optical current sensor", Proceedings of SPIE, 2682, 268-274.

403. MACDOUGALL et HUTCHINSON, 1995 "Stray magnetic-field response of linear birefringent optical current sensors", Applied Optics, 34(21), 4373-4379.

404. MACDOUGALL, LUTZ et WANDMACHER, 1992 "Development of a fiber optic current sensor for power systems", IEEE Transactions on Power Delivery, 7(2), 848-853.

405. MAFFETONE et MCCLELLAND, 1991 "345 kV substation optical current measurement system", IEEE Transactions on Power Delivery, 6(4), 1430-1437.

406. MAK et RADFORD, 1996 "Communication system requirements for implementation of large scale demand side management and distribution automation", IEEE Transactions on Power Delivery, 11(2), 683-689.

407. MAKLAD "Fiber optic current and magnetic field sensor", ISA Transactions, 27(1), 25-30. (Référence incomplète)

408. MALYKIN, 1996 "Analysis of the possibility of measuring nonreciprocal linear birefringence in a quartz fiber with the help of a polarization ring interferometer", Optics and Spectroscopy, 80(2), 245-248.

409. MALYKIN, NEFEDOV, POZDNYAKOV et SHERESHEVSKII, 1994 "Effect of orthogonal-mode random coupling on polarization characteristics of single-mode fiber lightguides (SMFL) and SMFL-based ring interferometers. Part III. Zero drift in ring interferometers with nonmonochromatic-radiation depolarizers", Radiophysics and Quantum Electronics, 37(12), 1017-1021.

410. MALYKIN, NEFEDOV et SHERESHEVSKII, 1994 "Effect of orthogonal-mode random coupling on polarization characteristics of single-mode fiber lightguides (SMFL) and SMFL-based ring interfefometers Part II. Zero drift in fiber ring interferometers with nonmonochromatic radiation sources", Radiophysics and Quantum Electronics, 37(11), 953-957.

411. MALYKIN, NEFEDOV et SHERESHEVSKII, 1994 "Effect of random coupling of orthogonal modes on polarization characteristics of single-mode fiber optical waveguides (SMF) and SMF-based ring interferometers. I. Change in the degree of polarization of nonmonochromatic radiation propagating through a single-mode optical waveguide", Radiophysics and Quantum Electronics, 37(10), 847-852.

412. MALYKIN, POZDNYAKOVA et POZDNYAKOV, 1995 "Effect of random orthogonal-mode coupling on polarization characteristics of monomode fibers (MF) and MF-based ring interferometers Part IV. Zero drift in simplified fiber ring interferometers with nonmonochromatic-radiation depolarizers", Radiophysics and Quantum Electronics, 38(12), 845-851.

413. MARRONE, ESMAN et KERSEY, 1993 "Fiber-optic magnetic field sensor with an orthoconjugating loop mirror", Optics Letters, 18(18), 1556-1558.

414. MARTI, LINARES et DOMMEL, 1997 "Current transformers and coupling-capacitor voltage transformers in real-time simulations", IEEE Transactions on Power Delivery, 12(1), 164-168.

415. MARTINELLI, 1989 "A universal compensator for polarization changes induced by birefringence on a retracing beam", Optics Communications, 72(6), 341-344.

416. MASSEY, ERICKSON et KADLED, 1975 "Electromagnetic field components: their measurement using linear electrooptic and magnetoopic effects", Applied Optics, 14(11), 2712-2719.

417. MATHIS, MAY et LASKO, 1994 "Polarization coupling in unpolarized IFOGs: effect of imperfect components", Proceedings of SPIE, 2292, 283-291.

418. MATHIS et SCHNETTLER, 1996 "Optical sensors for high-voltage switchgear", ETZ, 18, 40-43.

419. MATSUDA et ISHIZUKA, 1989 "Integration of a Faraday rotator and a mode selector for a magnetic field sensor", Appl. Phys. Lett., 55(7), 610-612.

420. MAYSTRE et BERTHOLDS, 1989 "Magneto-optic current sensor using a helical-fiber Fabry-Perot resonator", Optics Letters, 14(11), 587-589.

421. MCGARRITY, NING, SANTOS et JACKSON, 1992 "A fiber-optic system for three-phase current sensing using a hybrid sensing technique", Rev. Sci. Instrum., 63(3), 2035-2039.

422. MCGOUGH et FONG, 1997 "PLC, software configuration provides basis for real-time monitoring", Electricity Today, July/August 1997, 10-11.

423. MCINTYRE et SNYDER, 1978 "Light propagation in twisted anisotropic media: Application to photoreceptors", J. Opt. Soc. Am., 68(2), 149-157.

424. MCSTAY, CHU et ROGERS, 1991 "Temperature compensation of a highly birefringent optical-fibre current sensor", Proceedings of SPIE, 1584, 118-123.

425. MELROSE, ROBINSON et FELETTO, 1995 "Mode coupling due to twisting of magnetic filed lines", Solar Physics, 158, 139-158.

426. MENKE et BOSSELMANN, 1994 "Magnetooptical AC-current sensing with an annealed fibre coil and intrinsic temperature compensation", Proceedings of SPIE, 2292, 26-33.

427. MENKE et BOSSELMANN, 1994 "Simple and flexible procedure for temperature drift compensation of magnetooptic AC current sensor using an intelligent AC-DC signal evaluation derived from rigorous theory", publication hors-délai présentée à la 10th International Conference on Optical Fibre Sensors.

428. MENKE et BOSSELMANN, 1995 "Temperature compensation in magnetooptic AC current sensors using an intelligent AC-DC signal evaluation", Journal of Lightwave Technology, 13(7), 1362-1370.

429. MESSERLY, ONSTOTT et MIKKELSON, 1991 "A broad-band single polarization optical fiber", Journal of Lightwave Technology, 9(7), 817-820.

430. MILANI 1993, "Intrinsic limit of magneto-optical isolators because of magnetic circular dichroism", Applied Optics, 32(27), 5217-5221.

431. MINIER, DANEL, PERSEGOL et KEVORKIAN 1995, "Development of an integrated optical current sensor for large AC current sensing", Proc. 7th Eur. Conf. on Int. Opt. (ECIO'95), 379-382.

432. MINIER, PERSEGOL, LOVATO et KEVORKIAN, 1997 "Integrated optical current sensor with low-birefringence optical waveguides", présenté à la 12th International Optical Fiber Sensors Conference.

433. MITSUI, HOSOE, USAMI et MIYAMOTO, 1987 "Development of fiber-optic voltage sensors and magnetic-field sensors", IEEE Transactions on Power Delivery, PWRD-2(1), 87-93.

434. MIZUNO, KATSUKAWA, SAKURAI et TANAKA, 1997 "Application of magneto-optical sensors for fault location in an air-insulated substation bus", Electrical Engineering in Japan, 119(2), 10-16.

435. MIZUNO, TSUTSUMI, MATSUMURA et YAGI, 1996 "Development of highly reliable control systems for the gas-insulated switchgear", IEEE Transactions on Power Delivery, 11(1), 219-226.

436. MIZUTANI, KAWASAKI, MASUDA et TODA, 1994 "Development of a distribution line state monitoring and controling system by combination of remote control switches with new optical current sensors", Trends in Distribution Switchgear, IEE, 400, 106-110.

437. MODI, JAGADEESH KUMAR et SANKARAN, 1997 "An optical fibre sensor for non-sinusoidal current", IETE Journal of Research, 1(1), 79-83.

438. MONERIE, 1982 "Propagation in doubly clad single-mode fibers", IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-18(4), 535-542.

439. MONTAÑO, LÓPEZ, CASTILLA et GUTIERREZ, 1993 "DSP-based algorithm for electric power measurement", IEE Proceedings-A, 140(6), 485-490.

440. MORI et ASAHARA, 1996 "Linearity of the Faraday-rotation-type ac magnetic-field sensor with a ferrimagnetic or ferromagnetic rotator film", Applied Optics, 35(7), 1083-1087.

441. MORMILE, CASALE, DE STEFANO et VILLIARGIO, 1996 "Light switching at a prism-liquid crystal interface. A new sensor for magnetic fields", Appl. Phys. B, 63, 385-388.

442. MOUTON, BULLO, KIRSCHVINK, STALEWSKI, ZINCK-PETERSEN et LUNDQVIST, 1980 "Transformateurs de courant et de tension non classiques", CIGRÉ comité d'études no 34, 173 pp.

443. MUNIN, 1996 "Analysis of a tunable bandpass filter based on Faraday rotators", IEEE Transactions on Magnetics, 32(2), 316-319.

444. MUNIN, ROVERSI et BALBIN VILLAVERDE, 1992 "Faraday effect and energy gap in optical materials", IOP, 1635-1639.

445. MUROOKA, NAKANO, TAKAHASHI, SUGIYAMA et KATSUKAWA, 1995 "Optical high-sensitive current sensor using Faraday effect", Ninth International Symposium on High Voltage Engineering, 4518-1-4.

446. MUTO, SEKI, SUZUKI et TSUKAMOTO, 1992 "Plastic fiber optical isolator and current sensor", Jpn. J. Appl. Phys., 31, L346-L348.

447. NAVARRETE et BERNABEU, 1995 "Fiber-optic gyroscopes response functions by graph theory", Optik, 100(3), 113-117.

448. NEMA, 1964 "Methods of measurements of radio influence voltage on H.V. apparatus", Norme 107-1964. (Référence incomplète)

449. NEUFELD, DIRKS, MCLAREN, SWIFT et HAYWOOD, 1991 "A microprocessor platform for a generic protection system", 377-380. (Référence incomplète)

450. NEYER, CHANG et RUGGLES, 1985 "Calibrated Faraday current and magnetic field sensor", Proceedings of SPIE, 566, 201-205.

451. NICATI et ROBERT, 1989 "Numerical analysis of second order polarization effects in a Sagnac current sensor", IEE Instrumentation and Measurement Technology Conference, 418-424.

452. NICATI et ROBERT, 1990 "Numerical analysis of second-order polarization effects in a Sagnac current sensor", IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 39(1), 219-224.

453. NICATI et ROBERT, 1992 "Stabilized Sagnac optical fiber current sensor using one phase and two amplitude modulations", OFS'92, 402-405.

454. NIKITIN, GRIGORENKO, KONOV et SAVCHUK, 1991 "Fiber-optical magnetic field sensors based on Faraday effect in new materials", Proceedings of SPIE, 1584, 124-134.

455. NING, CHU et JACKSON, 1991 "Miniature Faraday current sensor based on multiple critical angle reflections in a bulk-optic ring", Optics Letters, 16(24), 1996-1998.

456. NING et JACKSON, 1993 "A demountable optical current sensor using a bulk glass sensing element", Proceedings of SPIE, 2070, 305-312.

457. NING et JACKSON, 1993 "Faraday effect optical current clamp using a bulk-glass sensing element", Optics Letters, 18(10), 835-837.

458. NING, WANG, PALMER et GRATTAN, 1995 "A Faraday sensor using a novel multi-optical-loop sensing element", Measurement Science & Technology, 6(9), 1339-1342.

459. NING, WANG, PALMER, GRATTAN et JACKSON, 1995 "Recent progress in optical current sensing techniques", Rev. Sci. Instrum., 66(5), 3097-3111.

460. NISHIURA et IWASHITA, 1993 "Fiber-optic gyroscope with depolarizers in a fiber coil located between a light source and a polarizer", brevet américain no 5,245,407.

461. OH, RANADE, ARYA, WANG et CLAUS, 1996 "Fiber optic EFPI-based sensor for low magnetic field measurement", Conference Proceedings of IEEE LEOS'96, 1, 236-237.

462. OH, RANADE, ARYA, WANG et CLAUS, 1997 "Optical fiber Fabry-Perot interferometric sensor for magnetic field measurement", IEEE Photonics Technology Letters, 9(6), 797-799.

463. OHO, HOSHINO, SONOBE et KAJIOKA, 1995 "A down sampling technique for open-loop fiber optic gyroscopes and its implementation with a single-chip digital signal processor", IEICE Trans. Fundamentals, E78-A(8), 971-977.

464. OHO, SONOBE et KAJIOKA, 1996 "Time-domain Sagnac phase reading in open-loop fiber optic gyroscopes", IECE Trans. Electron., E79-C(11), 1596-1601.

465. OHO, SONOBE, MAKINO, KAJIOKA et KUMAGAI, 1990 "A down sampling technique for fiber gyroscope signal processing", Symposium Gyro Technology (Stuttgart, Germany), 9-0-17.

466. OHO, SONOBE, MAKINO, KAJIOKA et KUMAGAI, 1990 "Down sampling digital signal processing for open-loop optical fiber gyroscopes", The Transactions of the IEICE, E73(4), 485-487.

467. OHO, SONOBE, SASAYAMA, KAJIOKA et KUMAGAI, 1991 "Signal processing schemes for open-loop optical fiber gyroscopes", Proceedings of SPIE, 1585, 226-238.

468. OKAMURA, 1987 "Fibre-optic magnetic sensor utilising metal-coated fibre", Electronics Letters, 23(16), 834-835.

469. OKAMURA, 1989 "Optical phase retardation of Lorentzian force-type fibre-optic magnetic sensor", Electronics Letters, 25(10), 622-623.

470. OKAMURA, 1990 "Fiber-optic magnetic sensor utilizing the Lorentzian force", Journal of Lightwave Technology, 8(10), 1558-1564.

471. OKAMURA et FUJII, 1988 "Lorentzian force type fibre-optic AC magnetic sensor realising frequency--independent sensitivity", Electronics Letters, 24(17), 1090-1091.

472. OKOSHI et OYAMADA, 1980 "Single-polarisation single-mode optical fibre with refractive-index pits on both sides of core", Electronics Letters, 16(18), 712-713.

473. OKOSHI, OYAMADA, NISHIMURA et YOKOTA, 1982 "Side-tunnel fibre: an approach to polarisation-maintaining optical waveguiding scheme", Electronics Letters, 18(19), 824-826.

474. OLIVER, DIMARZIO, KALE, LINDBERG et MCKNIGHT, 1993 "Magnetooptic Kerr effect sensors for fiber optic applications", Proceedings of SPIE, 2070, 429-437.

475. OLIVER, DIMARZIO, LINDBERG et KALE, 1994 "Magnetic field measurements using magneto-optic Kerr effect sensors", Optical Engineering, 33(11), 3718-3722.

476. OTANI, YOSHIZAWA et TANAHASHI, 1994 "Magnetostatic field measurement by optical heterodyne method with magnetic fluids, Optical Engineering, 33(4), 1069-1073.

477. OUELLET, 1982 "Calcul 2" , Les éditions Le Griffon d'argile inc., Ste-Foy, 310 pp.

478. PAISHENG, PALAIS et LIN, 1997 "Tunable singlemode fibre depolariser", Electronics Letters, 33(12), 1077-1078.

479. PALIK et HENVIS, 1967 "A bibliography of magnetooptics of solids", Applied Optics, 6(4), 603-630.

480. PALLÁS-ARENY et CASAS, 1996 "A novel differential synchronous demodulator for AC signals", IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 45(2), 413-416.

481. PAN, LIU et LI, 1994 "Endless fiber-optic polarization controller with low driving voltage and 30-dB extinction ratio", OFC'94, 125-126.

482. PAPP et HARMS, 1980 "Magnetooptical current transformer. 1: Principles", Applied Optics, 19(22), 3729-3734.

483. PARK, 1970 "An FM detector for low S/N", IEEE Transactions on Communication Technology, COM-18(2), 110-118.

484. PARK, YUN, AHN et KIM, 1996 "Polarization- and frequency-stable fiber laser for magnetic-field sensing", Optics Letters, 21(14), 1029-1031.

485. PATTERSON, ROSE, TANG et DAY, 1990 "A fiber-optic current sensor for aerospace applications", Proceedings of the 25th Intersociety Energy Conversion Engineering Conference, 1, 500-504.

486. PATTERSON, ROSE, TANG et DAY, 1991 "Fiber-optic sensors for aerospace electrical measurements: an update", Proceedings of the 26th Intersociety Energy Conversion Engineering Conference, 2, 180-183.

487. PAVLATH et SHAW, 1982 "Birefringence and polarization effects in fiber gyroscopes", Applied Optics, 21(10), 1752-1757.

488. PAYNE, BARLOW et RAMSKOV-HANSEN, 1982 "Development of low- and high-birefringence optical fibers, IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-18(4), 477-488.

489. PEASE, 1995 "Experience with optical "PT's and CT's" at 500 kV, for metering and relaying", IEEE Northcon, 260-265.

490. PECK, 1962 "Polarization properties of corner reflectors and cavities", Journal of the Optical Society of America, 52(3), 253-257.

491. PELENC et BERNARD, 1967 "Prototype industriel de transformateur de courant à effet magnéto-optique", Revue générale de l'électricité, 76(7-8), 1055-1064.

492. PERSHAN, 1967 "Magneto-optical effects", Journal of Applied Physics, 38(3), 1482-1490.

493. PETERSEN, 1995 "Portable optical AC- and proposed DC-current sensor for high voltage applications", IEEE Transactions on Power Delivery, 10(2), 595-599.

494. PETERSEN, RAHBEK et GÖTTSCHE "Optical current sensors for power distribution and transmission", 1.10.1-4. (Référence incomplète)

495. PICON, KOLESAR et BRIGHT, 1994 "Low-intensity magnetic field detection with a magnetostrictive fiber optic interferometric sensor", Proceedings of SPIE, 2292, 14-25.

496. PIETZSCH, 1989 "Scattering matrix analysis of 3x3 fiber couplers", Journal of Lightwave Technology, 7(2), 303-307.

497. PILLING, HOLMES et JONES, 1993 "Optical fibre current measurement system using liquid crystals and chromatic modulation", IEE Proceedings-C, 140(5), 351-356.

498. PISTONI, 1995 "Simplified approach to the Jones calculus in retracing optical circuits", Applied Optics, 34(34), 7870-7876.

499. PISTONI et MARTINELLI, 1990 "Birefringence effects suppression in optical fiber sensor circuits", OFS'90. (Référence incomplète)

500. PISTONI et MARTINELLI, 1991 "Polarization noise suppression in retracing optical fiber circuits", Optics Letters, 16(10), 711-713.

501. PISTONI et MARTINELLI, 1993 "Vibration-insensitive fiber-optic current sensor", Optics Letters, 18(4), 314-316.

502. PODOLEANU, FISHER et JACKSON, 1997 "A single fibre-optic down-lead Faraday current sensor", Sensors and Actuators, A58, 225-228.

503. POISEL, TROMMER, BÜHLER, HARTL et MÜLLER, 1990 "Low-cost fibre-optic gyroscope", Electronics Letters, 26(1), 69-70.

504. PORTE, GOEDGEBUER, ELFLEIN, TERRAS, LEDEVENTEC et BUTTERLIN, 1999 "Linear phase tracking in a coherence modulation electrical sensor system using integrated $LiNbO_3$ modulator/demodulator", IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2(2), 319-325.

505. POWERS, 1993 "An Introduction to Fiber Optic Systems", Aksen Associates Incorporated Publishers, Homewood, IL, 538 pp.

506. PRAT, COMELLAS et JUNYENT, 1995 "Experimental demonstration of an all-fiber endless polarization controller based on Faraday rotation", IEEE Photonics Technology Letters, 7(12), 1430-1432.

507. QIAN, GUO et LI, 1994 "Spun linear birefringence fibres and their sensing mechanism in current sensors with temperature compensation", IEE Proc.-Optoelectron., 141(6), 373-380.

508. QIAN et LI, 1990 "Spun highly linearly birefringent fibres for current sensors", Science in China (Series A), 33(1), 99-107.

509. RAJKUMAR, JAGADEESH KUMAR et SANKARAN, 1993 "Fiber sensor for the simultaneous measurement of current and voltage in a high-voltage system", Applied Optics, 32(7), 1225-1228.

510. RAJOTTE, 1975 "Le transformateur de courant et son comportement en régime transitoire", IREQ-1319, 39 pp.

511. RAMACHANDRAN et RAMASESHAN, 1952 "Magneto-optic rotation in birefringent media - application of the Poincaré sphere", Journal of the Optical Society of America, 42(1), 78-85.

512. RAMÍREZ-NIÑO, PACHECO, RODRÍGUEZ et CASTAÑO, 1996 "Design and construction of a pollution monitor for power line insulators", Meas. Sci. Technol., 7, 876-881.

513. RAMÍREZ-NIÑO et RODRÍGUEZ, 1997 "Optical fiber feeds integrated measurement systems", IEEE Computer Applications in Power, July 1997, 42-46.

514. RASHLEIGH, 1981 "Fiber-optic sensors with reduced sensitivity to environmental perturbations", Applied Optics, 20(9), 1498-1499.

515. RASHLEIGH, 1981 "Magnetic-field sensing with a single-mode fiber", Optics Letters, 6(1), 19-21.

516. RASHLEIGH, 1983 "Origins and control of polarization effects in single-mode fibers", Journal of Lightwave Technology, LT-1(2), 312-331.

517. RASHLEIGH et MARRONE, 1983 "Polarisation holding in coiled high-birefringence fibres", Electronics Letters, 19(20), 850-851.

518. RASHLEIGH et ULRICH, 1979 "Magneto-optic current sensing with birefringent fibers", Appl. Phys. Lett., 34(11), 768-770.

519. RASHLEIGH et ULRICH, 1980 "High birefringence in tension-coiled single-mode fibers", Optics Letters, 5(8), 354-356.

520. REDFERN, MCGUINNES et ORMONDROYD, 1996 "Coding techniques for secure digital communications for unit protection of distribution feeders", IEEE Transactions on Power Delivery, 11(2), 716-724.

521. REMPT, 1989 "Balancing a fiber optic magnetic gradiometer", Proceedings of SPIE, 1169, 233-237.

522. REMPT, 1989 "Common mode rejection considerations for Mach-Zehnder fiber optic magnetic gradiometer", Proceedings of SPIE, 1169, 219-225.

523. REN et ROBERT, 1989 "Discrimination between linear birefringence and Faraday rotation in optical fiber current sensors by polarization multiplexing", Proceedings of SPIE, 1169, 226-232.

524. REN et ROBERT, 1989 "Input polarization coding in fibre current sensors", Springer Proceedings in Physics, 44, 261-266.

525. REN et ROBERT, 1989 "Polarization multiplexing applied to a fiber current sensor", Optics Letters, 14(21), 1228-1230.

526. REN, ROBERT et PARATTE, 1985 "Linear birefringence measurement in single-mode optical fibre with circularly polarised input light", J. Phys. E: Sci. Instrum., 18, 859-862.

527. REN, ROBERT et PARATTE, 1988 "Temperature dependence of bend- and twist-induced birefringence in a low-birefringence fiber", Optics Letters, 13(1), 62-64.

528. REN, WANG et ROBERT, 1989 "Faraday rotation and its temperature dependence measurements in low-birefringence fibers", Journal of Lightwave Technology, 7(8), 1275-1278.

529. RIKKEN, 1995 "Nonexistence of the optical Faraday effect", Optics Letters, 20(8), 846-847.

530. ROBINSON, 1964 "The Faraday rotation of diamagnetic glasses from 0.334 μ to 1.9 μ", Applied Optics, 3(10), 1163-1166.

531. ROBINSON et GRAF, 1964 "Faraday rotation in praseodymium, terbium, and dysprosium alumina silicate glasses", Applied Optics, 3(10), 1190-1191.

532. ROCHFORD, DAY et FORMAN, 1993 "Polarization effects in optical fiber current sensors based on Sagnac interferometers with 3x3 couplers", 9th Optical Fiber Sensors Conference (Référence incomplète)

533. ROCHFORD, DAY et FORMAN, 1994 "Polarization dependence of response functions in 3x3 Sagnac optical fiber current sensors", Journal of Lightwave Technology, 12(8), 1504-1509.

534. ROCHFORD, ROSE, CLARKE et DAY, 1994 "Effect of semiconductor laser characteristics on optical fiber sensor performance", Proceedings of SPIE, 2148, 269-279.

535. ROCHFORD, ROSE et DAY, 1996 "Magneto-optic sensors based on iron garnets", Conference Proceedings of IEEE LEOS'96, 1, 242-243.

536. ROCHFORD, ROSE et DAY, 1996 "Magneto-optic sensors based on iron garnets", IEEE Transactions on Magnetics, 32(5), 4113-4117.

537. ROCHFORD, ROSE, DEETER et DAY, 1994 "Faraday effect current sensor with improved sensitivity-bandwidth product", Optics Letters, 19(22), 1903-1905.

538. ROCHFORD, ROSE, DEETER et DAY, 1994 "Faraday effect current sensor with improved sensitivity-bandwidth product", 10th International Conference on Optical Fibre Sensors, 32-35.

539. ROGERS, 1973 "Optical technique for measurement of current at high voltage", Proc. IEE, 120(2), 261-267.

540. ROGERS, 1976 " Method for simultaneous measurement of current and voltage on high-voltage lines using optical techniques", Proc. IEE, 123(10), 957-960.

541. ROGERS, 1977 "Optical methods for measurement of voltage and current on power systems", Optics and Laser Technology, December 1977, 273-283.

542. ROGERS, 1986 "A vibration-insensitive optical-fibre current sensor", Proceedings of SPIE, 630, 180-186.

543. ROGERS, 1988 "Optical-fibre current measurement", International Journal of Optoelectronics, 3(5), 391-407.

544. ROGERS, 1990 "Novel electro-optics and magneto-optics in monomode optical fibres", Proceedings of SPIE, 1267, 276-287.

545. ROGERS, XU et YAO, 1994 "Vibration immunity for optical-fiber current measurement", 10th International Conference on Optical Fibre Sensors, 40-44.

546. ROGERS, XU et YAO, 1995 "Vibration immunity for optical-fiber current measurement", Journal of Lightwave Technology, 13(7), 1371-1377.

547. ROMIER, 1966 "Réponse d'un transformateur de courant en régime transitoire", Revue générale de l'électricité, 75(9), 1103-1111.

548. ROSE, 1997 "Devitrification in annealed optical fiber", Journal of Lightwave Technology, 15(5), 808-814.

549. ROSE, DEETER et DAY, 1992 "Submicroampere per root Hz, high bandwidth current sensor based on the Faraday effect in Ga:YIG", OFS'92, 394-397.

550. ROSE, DEETER et DAY, 1993 "Submicroampere-per-root-hertz current sensor based on the Faraday effect in Ga:YIG", Optics Letters, 18(17), 1471-1473.

551. ROSE, ETZEL et WANG, 1997 "Verdet constant dispersion in annealed optical fiber current sensors", Journal of Lightwave Technology, 15(5), 803-807.

552. ROSE, REN et DAY, 1994 "An improved annealing technique for optical fiber", 10th International Optical Fibre Sensors Conference, 306-309.

553. ROSE, REN et DAY, 1996 "Twisting and annealing optical fiber for current sensors", Journal of Lightwave Technology, 14(11), 2492-2498.

554. ROSS, 1984 "The rotation of the polarization in low birefringence monomode optical fibres due to geometric effects", Optical and Quantum electronics, 16, 455-461.

555. ROYER, KEVORKIAN, RIVAL, TURC et CARDOT, 1990 "Capteur de courant à fibre optique", Revue générale de l'électricité, avril 1990, 62-67.

556. RUFFIN, LOFTS, SUNG et PAGE, 1994 "Reduction of nonreciprocity noise in wound fiber optic interferometers", Optical Engineering, 33(8), 2675-2679.

557. RÜHL et WONG, 1989 "True single-polarization design for bow-tie optical fibers", Optics Letters, 14(12), 648-650.

558. RÜHL et WONG "True single-polarization design for bow-tie optical fibres", 189-192. (Référence incomplète)

559. RZEWUSKI et TARNAWECKY, 1975 "Unconventional methods of current detection and measurement in EHV and UHV transmission systems", IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, IM-24(1), 43-51.

560. SAFIN, SEMENOV, SHIDLOVSKI, ZHUCHKOV et KURNYAVKO " High-power 0,82 µm superluminescent diodes with extremely low Fabry-Perot modulation depth", 78-81. (Référence incomplète)

561. SAFONOV, 1994 "Electronic manufacturing process improvement (EMPI) for automatic winding of quadrupole fiber optic gyro sensor coils", Proceedings of SPIE, 2290, 396-401.

562. SAITO, FUJII, HAMASAKI et OHNO, 1966 "The laser current transformer for EHV power transmission lines", IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-2(8), 255-259.

563. SAITO, HAMASAKI, FUJII, YOKOYAMA et OHNO, 1967 "Development of the laser current transformer for extra-high-voltage power transmission lines", IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-3(11), 589-597.

564. SANDERS, 1994 "Specialty optical fiber products for sensor applications", Proceedings of SPIE, 2292, 316-327.

565. SANDERS, SZAFRANIEC, LIU, BIELAS et STRANDJORD, 1995 "Fiber-optic gyro development for a broad range of applications", Proceedings of SPIE, 2510, 2-11.

566. SASANO, 1973 "Laser CT and laser PD for EHV power transmission lines", Electrical Engineering in Japan, 93(5), 91-98.

567. SATO et SONE, 1997 "Development of bulk-optic current sensor using glass ring type Faraday cells", Optical Review, 4(1A), 35-37.

568. SAWA, KUROSAWA, KAMINISHI et YOKOTA, 1990 "Development of optical instrument transformers", IEEE Transactions on Power Delivery, 5(2), 884-891.

569. SAWYER, RUFFIN et SUNG, 1997 "Investigation of the effects of temporal thermal gradients in fiber optic gyroscope sensing coils, part 2", Opt. Eng., 36(1), 29-34.

570. SAXENA et TORBERT, 1996 "Time-resolved polarimetry on an optical fibre ammeter", Pure Appl. Opt., 5, 323-330.

571. SCHETT, ENGLER, JAUSSI, PETTERSSON et KACZKOWSKI, 1996 "Les postes blindés isolés au gaz intelligents - évolution fondamentale des techniques primaire et secondaire", Revue ABB, 8, 4-14.

572. SCHETT, ENGLER, PETTERSSON, KACZKOWSKI et FREI, 1994 "The integration of secondary technology and novel sensors into GIS", CIGRÉ 23/13-01, 10 pp.

573. SCHIER, GAILLET et DE SAINT LÉGER, 1966 "Comportement des transformateurs de courant en régime asymétrique de court-circuit", Revue générale de l'électricité, 75(6), 803-816.

574. SCHNEIDER, HARMS, PAPP et AULICH, 1978 "Low-birefringence single-mode optical fibers: preparation and polarization characteristics", Applied Optics, 17(19), 3035-3037.

575. SCHWAB, 1972 "High-Voltage Measurement Techniques", M.I.T. Press, 290 pp.

576. SCHWARZ, GIMBER, HOFFMANN, HUDASCH et JOHNSTON, 1994 " Essai sur site à 420 kV de plusieurs transformateurs de courant optiques", CIGRÉ 23/13-03, 4 pp.

577. SCHWARZ, GIMBER, HOFFMANN, HUDASCH et JOHNSTON, 1994 "Optical current transformers in a 420 kV field trial", CIGRÉ 23/13-03, 4 pp.

578. SCHWARZ et HUDASCH, 1994 "Transformateurs de courant optiques - succès du premier essai pratique sur le réseau de 380 kV", Revue ABB, 3, 12-18.

579. SEDLAR, PAULICKA et SAYER, 1996 "Optical fiber magnetic field sensors with ceramic magnetostrictive jackets", Applied Optics, 35(27), 5340-5344.

580. SEFLER, OH, RANA, MIOTKOWSKI, RAMDAS et NOLTE, 1992 "Faraday photorefractive effect in a diluted magnetic semiconductor", Optics Letters, 17(20), 1420-1422.

581. SEMENOV, SHIDLOVSKI, JACKSON, WILLSCH et ECKE, 1996 "Spectral control in multisection AlGaAs SQW superluminescent diodes at 800 nm", Electronics Letters, 32(3), 255-256.

582. SENFTLEBEN, PEIER, KOCH et HIRSCH, 1995 "Effects of cable screen currents on distributed fibre-optic current sensing", Ninth International Symposium on High Voltage Engineering, 7863-1-4.

583. SHAH et SHADARAM, 1997 "Phase stabilisation of reference signals in analogue fibre optic links", Electronic Letters, 33(13), 1164-1165.

584. SHARP, 1992 "Laser diodes user's manual", 61 pp.

585. SHEEM, 1980 " Fiber-optic gyroscope with [3x3] directional coupler", Applied Physics Letters, 37, 869-871.

586. SHEEM, 1981 "Optical fiber interferometers with [3x3] directional couplers: analysis", J. Appl.Phys., 52(6), 3865-3872.

587. SHEEM et GIALLORENZI, 1979 "Single-mode fiber multiterminal star directional coupler", Appl. Phys. Lett., 35(2), 131-133.

588. SHEU, KUO et WANG, 1997 "Thermal fiber optic electric current sensors with predifferentiation technique", Optical Engineering, 36(10), 2814-2819.

589. SHI, YUHARA, IIZUKA et KAJIOKA, 1995 Microwave and Optical Technology Letters, 9, 221-224.

590. SHINTAKU et UNO, 1996 "Preparation of Ce-substituted yttrium iron garnet films for magneto-optic waveguide devices", Jpn. J. Appl. Phys., 35, 4689-4691.

591. SHIRAISHI, NISHINO et KAWAKAMI, 1985 "Temperature-insensitive fiber Faraday rotator", Applied Optics, 24(13), 1896-1897.

592. SHORT, TANTASWADI, DE CARVALHO, RUSSELL et BLAKE, 1996 "An experimental study of acoustic vibration effects in optical fiber current sensors, IEEE Transactions on Power Delivery, 11(4), 1702-1706.

593. SHUPE, 1980 "Thermally induced nonreciprocity in the fiber-optic interferometer", Applied Optics, 19(5), 654-655.

594. SHYU et WANG, 1994 "Sensitive linear electric current measurement using two metal-coated single-mode optical fibers", Journal of Lightwave Technology, 12(11), 2040-2048.

595. SIGAL et SOKOLOV, 1994 "Fabrication of a nickel coating for a magnetostriction optic-fiber magnetic-field transducer", Instruments and Experimental Techniques, 37(2), 250-251.

596. SIMPSON, STOLEN, SEARS, PLEIBEL, MACCHESNEY et HOWARD, 1983 "A single-polarization fiber", Journal of Lightwave Technology, LT-1(2), 370-374.

597. SIMPSON, SEARS, MACCHESNEY, STOLEN, PLEIBEL et HOWARD, 1983 "Single-polarization fiber", OFC'83, 32.

598. SKALA et ROGINA, 1995 "Determination of EMP parameters by optical fibre square coil sensors", Proceedings of SPIE, 2509, 114-117.

599. SMITH, 1978 "Polarization and magnetooptic properties of single-mode optical fiber", Applied Optics, 17(1), 52-56.

600. SMITH et SANDLER, 1995 "A simple algorithm for the real-time evaluation of quadrature components", Meas. Sci. Technol., 6, 143-148.

601. SNYDER, 1972 "Coupled-mode theory for optical fibers", Journal of the Optical Society of America, 62(11), 1267-1277.

602. SNYDER et RÜHL, 1983 "Single-mode, single-polarization fibers made of birefringent material", J. Opt. Soc. Am., 73(9), 1165-1174.

603. SNYDER et YOUNG, 1978 "Modes of optical waveguides", J. Opt. Soc. Am., 68(3), 297-309.

604. SOHLSTRÖM et SVANTESSON "The performance of a fibre optic magnetic field sensor utilizing a magneto-optical garnet", 173-176. (Référence incomplète)

605. SONG, MCLAREN, THOMSON et MIDDLETON, 1995 "A Faraday effect based clamp-on magneto-optical current transducer for power systems", IEEE Wescanex'95 Proceedings, 329-333.

606. SONG, MCLAREN, THOMSON et MIDDLETON, 1995 "A prototype clamp-on magneto-optical current transducer for power system metering and relaying", 1995 IEEE/PES Winter Meeting, 7 pp.

607. SONG, MCLAREN, THOMSON et MIDDLETON, 1996 "A clamp-on magneto-optical current transducer for power systems", IEEE CCECE'96, 884-887.

608. SPAMMER et SWART, 1996 "Noise properties of a quadrature phase tracker for interferometric optical fiber sensors", IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 45(6), 935-941.

609. SPILLMAN et RUDD 1993, "Enhanced performance Faraday sensor", Proceedings of SPIE, 2070, 294-304.

610. STERLING 1987, "Technician's Guide to Fiber Optics", Delmar Publishers inc., Albany, 242 pp.

611. STOKES, BARTSCH, COCHRANE, CHRIEN, FORMAN, LOONEY, TABAKA, VEESER, MARSHALL, BROSTE et WARTHEN "Precision current measurements on Pegasus II using Faraday rotation". (Référence incomplète)

612. STOLEN, 1983 "Calculation of stress birefringence in fibers by an infinitesimal element method", Journal of Lightwave Technology, LT-1(2), 297-301.

613. STOLEN et TURNER, 1980 "Faraday rotation in highly birefringent optical fibers", Applied Optics, 19(6), 842-845.

614. STONE, 1988 "Stress-optic effects, birefringence, and reduction of birefringence by annealing in fiber Fabry-Perot interferometers", Journal of Lightwave Technology, 6(7), 1245-1248.

615. STOWE "Passive quadrature demodulation for interferometric sensors", 38-40. (Référence incomplète)

616. STRONG et LITTLEFIELD, 1993 "Theory of retardance and Faraday effect sensitivity for spun elliptically birefringent fiber", poster présenté à SPIE's 1993 International Symposium on Optical Tools for Manufacturing and Advanced Automation, 11 pp.

617. SUDARSHANAM et SRINIVASAN, 1989 "Linear readout of dynamic phase change in a fiber-optic homodyne interferometer", Optics Letters, 14, 140-142.

618. SWART et SPAMMER, 1996 "Differentiating fiber optic reflective ring interferometer for alternating current measurements", Opt. Eng., 35(4), 1054-1058.

619. SWART, SPAMMER et THERON, 1995 "Differentiating interferometer for current measurements", Proceedings of SPIE, 2510, 234-243.

620. SWART, SPAMMER et THERON, 1996 "Differentiating fiber optic Mach-Zehnder interferometer for alternating current measurements", Proceedings of SPIE, 2895, 420-425.

621. SWART, SPAMMER et THERON, 1997 "Multiplexed Mach-Zehnder interferometer for multiphase current measurements", Opt. Eng., 36(6), 1817-1820.

622. SZAFRANIEC et BLAKE, 1994 "Polarization modulation errors in all-fiber depolarized gyroscopes", Journal of Lightwave Technology, 12(9), 1679-1684.

623. SZAFRANIEC, FETH, BERGH et BLAKE, 1995 "Performance improvements in depolarized fiber gyros", Proceedings of SPIE, 2510, 37-48.

624. SZUSTAKOWSKI, JAROSZEWICZ et OSTRZYZEK, 1993 "The matrix representation of all-fiber gyroscope - numerical calculus and experimental verification", Opto-Electronics Review, 2'93, 38-44.

625. TABOR, ANDERSON et VAN UITERT, 1970 "Visible and infrared Faraday rotation and birefringence of single-crystal rare-earth orthoferrites", Journal of Applied Physics, 41(7), 3018-3021.

626. TABOR et CHEN, 1969 "Electromagnetic propagation through materials possessing both Faraday rotation and birefringence: experiments with ytterbium orthoferrite", Journal of Applied Physics, 40(7), 2760- 2765.

627. TAI, KOJIMA, NODA, KYUMA, HAMANAKA et NAKAYAMA, 1986 "All-fibre gyroscope using depolarized superluminescent diode", Electronics Letters, 22, 546-547.

628. TAKADA, HIMENO, KATO et OKUNO, 1994 "Development of fiber-optic depolarizer and its application to measurement systems for polarization-insensitive operation of silica-waveguide matrix switches", Journal of Lightwave Technology, 12(9), 1640-1647.

629. TAKADA, OKAMOTO et NODA, 1986 "New fiber-optic depolarizer", Journal of Lightwave Technology, LT-4(2), 213-219.

630. TAKAHASHI. NODA, TERAI, IKUTA et MIZUTANI, 1997 "Optical current transformer for gas insulated switchgear using silica optical fiber", IEEE Transactions on Power Delivery, 12(4), 1422-1427.

631. TAKESHITA et SASANO, 1968 "Measurement of impulse current by laser current transformer", Proceedings of the IEEE, August 1968, 1404-1405.

632. TAKESHITA et SASANO, 1969 "Current measurement by laser in high-volt transmission lines", Japan Electronic Engineering, April 1969, 16-20.

633. TAKUMA, KAJIOKA et YAMADA "High performance polarizers and sensing coils with elliptical jacket type single polarization fibers", 476-479. (Référence incomplète)

634. TANAKA, MURAKAWA et OHTSUKA, 1997 "Temperature-disturbance free magnetic field sensor based on double fiber optic polarimetry", Optical Review, 4(1A), 96-98.

635. TANG, ROSE et DAY, 1990 "Optical fiber current sensors with temperature stabilities near the material limit", OFS'90. (Référence incomplète)

636. TANG, ROSE et DAY, 1990 "Practical considerations in the design of optical fiber current sensors", Proceedings of SPIE, 1267, 29-34.

637. TANG, ROSE, DAY et ETZEL, 1991 "Annealing of linear birefringence in single-mode fiber coils: applications to optical fiber current sensors", Journal of Lightwave Technology, 9(8), 1031-1037.

638. TANGONIAN, PERSECHINI, MORRISON et WYSOCKI, 1980 "Current sensing with metal-coated multimode optical fibres", Electronics Letters, 16(25), 958-959.

639. TARDY, DEROSSIS et DUPRAZ, 1995 "A current sensor remotely powered and monitored through an optical fiber link", Optical Fiber Technology, 1, 181-185.

640. TASSEV, DIANKOV et GOSPODINOV, 1996 "Doped sillenite crystals applicable for fiber-optic magnetic sensors", Optical Materials, 6, 347-351.

641. TATAM, HILL, JONES et JACKSON, 1988 "All-fiber-optic polarization state azimuth control: application to Faraday rotation", Journal of Lightwave Technology, 6(7), 1171-1176.

642. TATAM, JONES et JACKSON, 1986 "Optical polarisation state control schemes using fibre optics or Bragg cells", J. Phys. E: Sci. Instrum., 19, 711-717.

643. TATAM, PANNELL, JONES et JACKSON, 1987 "Full polarization state control utilizing linearly birefringent monomode optical fiber", Journal of Lightwave Technology, LT-5(7), 980-985.

644. TERAI, TAKAHASHI, IKUTA, MIZUTANI, NODA et KAMINISHI, 1997 "Practical optical fiber current transformer for gas insulated switchgear", présenté à la 12th International Optical Fiber Sensors Conference.

645. THIBAULT et HOULE, 1996 "Interfacing new generation sensors into existing substations", CEA Electricity'96, 12 pp.

646. THOMPSON, KRISTIANSEN et HAGLER, 1976 "Optical measurement of high electric and magnetic fields", IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 25(1), 1-7.

647. THURIES, EBERSOHL, DUPRAZ, CHETAY et MONCORGE, 1994 "Introduction de l'électronique numérique dans les auxiliaires de l'appareillage et amélioration de la fiabilité", CIGRÉ 23/13-09, 12 pp.

648. TILLETT, 1995 "VXIbus based optical transducer evaluation system", IEEE Northcon, 238-243.

649. TILLETT, PEASE, HALL, BRADLEY et NORDSTROM, 1995 "Experience with optical PT's and CT's at 500 kV for relaying and metering", 22nd Western Protective Relay Conference, 18 pp.

650. TOBIN, STEER, TURNER, FARRIE, KING, TATAM, JONES et JACKSON, 1989 "Application of an optical fibre current sensor to electricity supply protection", Proceedings of SPIE, 1169, 201-209.

651. TODD et CARTER, 1987 "Sumitomo fiber optic voltage and current sensors evaluation", Proceedings of the American Power Conference, 440-447.

652. TOIVONEN et MÖRSKY, 1995 "Digital multirate algorithms for measurement of voltage, current, power and flicker", IEEE Transactions on Power Delivery, 10(1), 116-126.

653. TOWNE, 1967 "Wave Phenomena", Chapitre 8: "The production and detection of linearly polarized light", 134-164, Chapitre 9: "The production and detection of elliptically polarized light", 165-183, Chapitre 10: "Additional optical properties of matter", 184-200, Addison-Wesley Publishing Company.

654. TSAI, HUANG, TSAO, CHAN et WU, 1997 "Error reduction of referenced intensity-based optical fibre sensor by adaptive noise canceller", Electronics Letters, 33(11), 982-983.

655. TSUJIMOTO, KAMADA, TANIUCHI et SERIZAWA "Temperature-stabilized fiber-optic magnetic-field sensors using mixed rare-earth garnet crystals", 40. (Référence incomplète)

656. TURNER et STOLEN, 1981 "Fiber Faraday circulator or isolator", Optics Letters, 6(7), 322-323.

657. TVETEN, KERSEY, MCGARRY et DANDRIDGE, 1988 "Electronic interferometric sensor simulator/demodulator", 1988 International Conference on Optical Fibre Sensors, 277-280.

658. UDD, 1995 "An overview of fiber-optic sensors", Rev. Sci. Instrum., 66, 4015-4030.

659. UDREN, JOHNSTON, CEASE et FABER, 1995 "Bus differential protection with a combination of CT's and magneto-optic current transducers", 22nd Annual Western Protective Relay Conference, 22 pp.

660. UDREN, JOHNSTON, CEASE et FABER, 1996 "Bus differential protection with a combination of CT's and magneto-optic current transducers", CEA Electricity'96, 22 pp.

661. UEDA, SONODA, KAJIWARA et MIKI, 1994 "Feasibility of zero phase current detection by sensing current at each of the three phases in power distribution networks", IEEE Transactions on Power Delivery, 10(2), 613-620.

662. ULMER, 1988 "High accuracy Faraday rotation measurements", OFS'88, 288-291.

663. ULMER, 1990 "A high-accuracy optical current transducer for electric power systems", IEEE Transactions on Power Delivery, 5(2), 892-898.

664. ULRICH, 1982 "Polarization and depolarization in the fiber-optic gyroscope", Fiber-Optic Rotation Sensors and Related Technologies, 52-77.

665. ULRICH et JOHNSON, 1979 "Fiber-ring interferometer: polarization analysis", Optics Letters, 4(5), 152-154.

666. ULRICH, RASHLEIGH et EICKOFF, 1980 "Bending-induced birefringence in single-mode fibers", Optics Letters, 5(6), 273-275.

667. ULRICH et SIMON, 1979 "Polarization optics of twisted single-mode fibers", Applied Optics, 18(13), 2241-2251.

668. VACEK, 1995 "Thermal stability of fibre coils for Sagnac interferometers", Proceedings of SPIE, 2510, 92-98.

669. VALENTE et KAWASE, 1988 "Computer simulation of a new fiber optic current sensor", Proceedings of SPIE, 985, 151-158.

670. VALENTE, KAWASE, AFONSO et KALINOWSKI, 1991 "Electronic-digital detection system for an optical fiber current sensor", Proceedings of SPIE, 1584, 96-102.

671. VALI et SHORTHILL, 1976 "Fiber ring interferometer", Applied Optics, 15(5), 1099-1100.

672. VAN DEN TEMPEL, 1993 "Model of a new temperature-compensated optical current sensor using $Bi_{12}SiO_{20}$". Applied Optics, 32(25), 4869-4874.

673. VAN DEVENTER, 1994 "Probability density functions of optical polarization states: theory and applications", Journal of Lightwave Technology, 12(12), 2147-2152.

674. VAN NESTE, BELLEVILLE et CARON, 1994 "Développement d'un capteur de courant à fibre optique, volets I et II: rapport final", Rapport de l'Institut National d'Optique no INO 93-3308CF RFI N/A, 88 pp.

675. VARNHAM, PAYNE, BARLOW et BIRCH, 1983 "Analytic solution for the birefringence produced by thermal stress in polarization-maintaining optical fibers", Journal of Lightwave Technology, LT-1(2), 332-339.

676. VARNHAM, PAYNE, BARLOW et TARBOX, 1984 "Coiled-birefringent-fiber polarizers", Optics Letters, 9(7), 306-308.

677. VARNHAM, PAYNE, BIRCH et TARBOX, 1983 "Single-polarisation operation of highly birefringent bow-tie optical fibres", Electronics Letters, 19(7), 246-247.

678. VARNHAM, PAYNE, BIRCH et TARBOX, 1983 "Bend behaviour of polarising optical fibres", Electronics Letters, 19(17), 679-680.

679. VEESER et DAY, 1986 "Fiber optic, Faraday rotation current sensor", Proceedings of the 4th International Conference on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics, 323-330.

680. VEESER, RODRIGUEZ, MARSHALL, LEWIS et TATSENKO "Optical magnetic field diagnostics for the MC1 flux compression generator experiments". (Référence incomplète)

681. VOHRA, FABINY et BUCHOLTZ, 1994 "Multiplexed fiber optic electric and magnetic field sensors", Proceedings of SPIE, 2294, 102-113.

682. WAGREICH et DAVIS, 1996 "Magnetic field detection enhancement in an external cavity fiber Fabry-Perot sensor", Journal of Lightwave Technology, 14(10), 2246-2249.

683. WAGREICH et DAVIS, 1996 "Performance enhancement of a fiber-optic magnetic field sensor incorporating an extrinsic Fabry-Perot interferometer", Proceedings of SPIE, 2895, 11-16.

684. WAGREICH, MAZZONI et DAVIS, 1994 "Ultra-sensitive remote heterodyne fiber magnetic field detector", LEOS'94, 134-135.

685. WANG et CHEN, 1996 "Stable and broadband Er-doped superfluorescent fibre sources using double-pass backward configuration", Electronics Letters, 32(19), 1815-1817.

686. WANG, LIAO, LAI, ZHAO et CHEN, 1996 "Fiber sensor for simultaneous measurement of current and voltage by single Lo-Bi fiber", Proceedings of SPIE, 2895, 26-32.

687. WANG, NING, PALMER et GRATTAN, 1994 "A general review of optical current sensors", Proceedings of SPIE, 2321, 158-161.

688. WANG, SUN, CHANG et ZHENG, 1996 "Fiber optic differential Mach-Zehnder interferometer for sensing electric current", Proceedings of SPIE, 2895, 327-333.

689. WANG, WOLFE et ANTHONY, 1996 "Analysis of magneto-optic nonreciprocal phase shift in asymmetric fibers for all-fiber isolators by variational vector-wave mode-matching method", Journal of Lightwave Technology, 14(5), 749-759.

690. WANG, ZHANG et ZHANG, 1995 "Recent advances in optical current-sensing techniques", Sensors and Actuators A, 50, 169-175.

691. WEISS et MAULBETSCH, 1993 "Fiberoptic sensors", IEEE Power Engineering Review, August 1993, 9-10.

692. WERTHEN, ANDERSSON, WEISS et BJÖRKLUND, 1996 "Current measurements using optical power", Proceedings of 1996 Transmission and Distribution Conference and Exposition, 213-218.

693. WILLIAMS, 1965 "Michael Faraday: A Biography", Da Capo.

694. WILLIAMS, ROSE, DAY, MILNER et DEETER, 1991 "Temperature dependence of the Verdet constant in several diamagnetic glasses", Applied Optics, 30(10), 1176-1178.

695. WILLSCH, BOSSELMANN et BRETSCHNEIDER, 1997 "Investigation of the vibration sensitivity of different annealed fiber optic current transformers", présenté à la 12th International Optical Fiber Sensors Conference.

696. WILLSCH, BOSSELMANN et WOLLENHAUPT, 1997 "New principle for the extension of the measuring range of fiber optic current sensors", présenté à la 12th International Optical Fiber Sensors Conference.

697. WOLFE, GYORGY, LIEBERMAN, FRATELLO, LICHT, DEETER et DAY, 1992 "High frequency magnetic field sensors based on the Faraday effect in garnet thick films, Appl. Phys. Lett., 60(17), 2048-2050.

698. WOLFE, GYORGY, LIEBERMAN, FRATELLO, LICHT, DEETERET DAY, 1992 "High frequency magnetic field sensors based on the Faraday effect in garnet thick films", OFS'92, 390-393.

699. WOLFE, WANG, DIGIOVANNI et VENGSARKAR, 1995 "All-fiber magneto-optic isolator based on the nonreciprocal phase shift in asymmetric fiber", Optics Letters, 20(16), 1740-1742.

700. WONG, 1992 "Effect of fiber coating on temperature sensitivity in polarimetric sensors", Journal of Lightwave Technology, 10(6), 842-846.

701. WONG, 1992 "Material effects on phase sensitivity in polarimetric optical fiber sensors", Journal of Lightwave Technology, 10(4), 523-526.

702. WONG et POOLE, 1993 "Temperature-independent birefringent fibres", International Journal of Optoelectronics, 8(2), 179-186.

703. WU, 1992 "Explicit birefringence analysis for anisotropic fibers", Journal of Lightwave Technology, 10(1), 6-11.

704. WU, LEE et TSAI, 1996 "Variational analysis of single-mode graded-core W-fibers", Journal of Lightwave Technology, 14(1), 121-125.

705. WYMER MEARDON, 1993 "The Elements of Fiber Optics", Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 238 pp.

706. XIANGXUN, 1996 "Fiber-optic current/voltage transducer for power system", CPEM Digest, 567-568.

707. XING et CHU, 1994 "A new type of temperature-compensated birefringent optical fiber", IEEE Photonics Technology Letters, 6, 1136-1138.

708. XU, ZHANG, CHEN, WANG, WEI et WANG, 1995 "Study on single element monochromatic light depolarizer", Proceedings of SPIE, 2540, 174-181.

709. XU, REFSUM et WATSON, 1996 "Application of external compensation to current transformers", IEE Proc.-Sci. Meas. Technol., 143(2), 147-150.

710. YAMAGATA, OSHI, KATSUKAWA, KATO et SAKURAI, 1992 "Development of optical current transformers and application to fault location systems for substations", IEEE/PES 1992 Summer Meeting, 7 pp.

711. YAMAMOTO, IFUKUBE, MURATA et HASHIMOTO, 1995 "Development of fault detector for 33-kV ungrounded power line", Electrical Engineering in Japan, 115(4), 71-81.

712. YAMASHITA et HOTATE, 1997 "Polarization-independent depolarizers for highly coherent light using Faraday rotators mirrors", Journal of Lightwave Technology, 15(5), 900-905.

713. YAMAUCHI, 1994 "Specialty fibers", IEEE LEOS'94, 2, 228-229.

714. YANBIAO et GUOLIN, 1990 "Structure and analysis of the sensor head in optical fiber current sensors", Chinese Physics, 10(2), 407-410.

715. YANG, 1990 "Signal processing of a fibre-optic current sensor", International Journal of Optoelectronics, 5(1), 77-82.

716. YANG et BÉCAUD, 1995 "Mesure sur site de l'énergie électrique: les erreurs dues au transformateur de courant", Revue générale de l'électricité, 5, 45-54.

717. YARIV, 1987 "Operator algebra for propagation problems involving phase conjugation and nonreciprocal elements", Applied Optics, 26(21), 4538-4540.

718. YARIV et WINSOR, 1980 "Proposal for detection of magnetic fields through magnetostrictive perturbation of optical fibers", Optics Letters, 5(3), 87-89.

719. YAO et ROGERS, 1996 "Optical-fibre direct current measurement device", Proceedings of SPIE, 2895, 17-25.

720. YE, 1995 "Construction of an optical rotator using quarter-wave plates and an optical retarder", Optical Engineering, 34(10), 3031-3035.

721. YE, LI, WANG et FENG, 1995 "Fiber-optic lightning current sensor", Proceedings of SPIE, 2510, 269-271.

722. YI, CRUDEN, MCDONALD et ANDONOVIC, 1997 "A novel bulk-glass optical current transducer having an adjustable multi-ring optical path", Proceedings of the 1997 IEEE Instrumentation & Measurement Technology, 2, 879-882.

723. YOSHIDA, KAWAZOE, IBUKI, YAMADA et OCHI, 1992 "New fault locating system for air-insulated substations using optical current detector", IEEE Transactions on Power Delivery, 7(4), 1805-1812.

724. YOSHINO, GOJYUKI, TAKAHASHI et SHIMOYAMA, 1997 "Single glass block Faraday effect current sensor with homogeneous isotropic closed optical circuit", Applied Optics, 36(22), 5566-5573.

725. YOSHINO, TAKAHASHI et GOJYUKI, 1997 "Imperfection errors in glass block Faraday effect current sensor", Optical Review, 4(1A), 108-110.

726. YOSHINO, TAKAHASHI, GOJYUKI et SHIMOYAMA, 1994 "Polygonal Faraday effect current sensor with polarization-preserving dielectric mirrors", Proceedings of SPIE, 2292, 34-41.

727. YU, LI, CHEN et YAN, 1991 "Magnet-sensitive optical fiber and its application in current sensor system", Proceedings of SPIE, 1584, 135-137.

728. YU et SIDDIQUI, 1994 "Systematic method for the analysis of optical fibre circuits", IEE Proc.-Optoelectron., 142(4), 165-175.

729. YUAN et CHEN, 1996 "A new electric current sensor by thermal lens coupled magneto-optical effect in ferrofluid", Proceedings of SPIE, 2895, 8-10.

730. YUHARA, HIGUCHI, KAJIOKA, OHO, KOMACHIYA et MEKADA, 1994 "Fabrication of integrated optical gyrochip pitailed with elliptical-core polarization-maintaining optical fiber for industrial applications", Proceedings of SPIE, 2292, 218-226.

731. ZAIDI et TATAM, 1994 "Compensation for the vibration induced linear birefringence modulation in Faraday effect magnetometers", Proceedings of SPIE, 2248, 345-356.

732. ZAIDI et TATAM, 1994 "Faraday-effect magnetometry: compensation for the temperature-dependent Verdet constant", Meas. Sci. Technol., 5, 1471-1479.

733. ZHANBING, WANG et ROBERT, 1989 "Faraday rotation and its temperature dependence measurements in low-birefringence fibers", Journal of Lightwave Technology, 7, 1275-1278.

734. ZHANG, CHENGMU et PAI, 1995 "Magneto-optical current sensors for pulsed current measurements", Ninth International Symposium on High Voltage Engineering, 7851-1-4.

735. ZHANG, CUI et YAO, 1996 "Digital detecting method of electric of magnetic field sensing signal based on light source modulation", Proceedings of SPIE, 2895, 521-528.

736. ZHANG et IRVINE-HALLIDAY, 1996 "Faraday effect optical current sensor", CCECE'96, 871-875.

737. ZHANG et LIT, 1993 "Temperature and strain sensitivity measurements of high-birefringent polarization-maintaining fibers", Applied Optics, 32(13), 2213-2218.

738. ZHANG, NING, CHU, GRATTAN et PALMER, 1996 "Vibration-induced noise in a fiber lead of an optical current measurement system", Rev. Sci. Instrum., 67(2), 553-557.

739. ZHANG, NING, PALMER et GRATTAN, 1996 "Effect of coupling condition on vibration-induced noise in fiber lead used in an optical current measurement system", Rev. Sci. Instrum., 67(8), 2698-2701.

ANNEXE I

INTERPRÉTATION PHYSIQUE DE L'EFFET FARADAY

L'effet Faraday est le phénomène physique employé dans le présent ouvrage pour mesurer optiquement le courant électrique. Il est certainement de mise d'expliquer la modélisation mathématique employée pour représenter ce phénomène et d'en donner une interprétation physique. D'abord, le modèle ondulatoire de la lumière est traité. Dans le but de simplifier les développement mathématiques, le formalisme de Jones est décrit. Cette description est le prétexte d'une courte discussion sur les états de polarisation de la lumière et sur les éléments mathématiques de base permettant de modéliser la majorité des composants d'optiques guidée que l'on trouve dans la présente thèse. Vient ensuite l'aspect physique constitué de l'explication de Fresnel à propos de l'activité optique, de l'observation de l'effet Faraday et de l'explication de Lorentz mettant en évidence son lien avec l'effet Zeeman.

Modèle ondulatoire de la lumière

Il existe deux modèles actuellement acceptés pour représenter la lumière: le modèle corpusculaire et le modèle ondulatoire. Le modèle corpusculaire considère la lumière comme étant constituée de particules élémentaires discrètes nommées photons. Quant à lui, le modèle ondulatoire représente la lumière comme une onde électromagnétique continue. C'est ce dernier modèle qui sera ici employé pour discuter des fondements physiques de l'effet Faraday.

Les équations de Maxwell sont des équations qui regroupent, de façon fort élégante et efficace, les relations qui existent entre le champ électrique $\boldsymbol{E}$, le champ magnétique $\boldsymbol{H}$ et la nature des matériaux dans lequel se propage une onde électromagnétique. Celles-ci sont les suivantes:

$$\nabla\times\boldsymbol{E}=-\frac{\partial\boldsymbol{B}}{\partial t},\ \nabla\times\boldsymbol{H}=\boldsymbol{J}+\frac{\partial\boldsymbol{D}}{\partial t},\ \nabla\cdot\boldsymbol{D}=\rho_v,\ \nabla\cdot\boldsymbol{B}=0, \tag{I-1}$$

où $\boldsymbol{J}$ est la densité de courant, ρ_v est la densité de charges électriques. $\boldsymbol{B}$ et $\boldsymbol{D}$ sont respectivement la densité de flux magnétique et la densité de flux électrique telles que:

$$\boldsymbol{B}=\mu H,\ \boldsymbol{D}=\epsilon\boldsymbol{E}, \tag{I-2}$$

où μ est la perméabilité magnétique et ϵ est la permittivité électrique du matériau considéré.

Soit un système d'axes (x,y,z) orthonormé avec des vecteurs unitaires associés $\boldsymbol{a}_x$, $\boldsymbol{a}_y$ et $\boldsymbol{a}_z$. Considérons une onde électromagnétique plane se propageant dans le vide en direction de l'axe "z" et dont le champ électrique n'a qu'une composante en "x" tandis que le champ

magnétique n'a qu'une composante en "y". En conformité avec les équations de Maxwell, l'équation mathématique qui suit décrit la propagation de cette onde:

$$\boldsymbol{E}=E_x\sin\left(2\pi f\left(t-\frac{z}{v}\right)+\phi\right)\boldsymbol{a}_x,\ \boldsymbol{H}=H_y\sin\left(2\pi f\left(t-\frac{z}{v}\right)+\phi\right)\boldsymbol{a}_y, \qquad \text{(I-3)}$$

où E_x et H_y sont les composantes du champ électrique et du champ magnétique selon les axes considérés, f est la fréquence d'oscillation de l'onde, t est le temps et ϕ est la référence de phase de l'onde. v est la vitesse de propagation de la lumière. Le milieu de propagation étant le vide, v vaut près de 3×10^8 m/s. On emploit souvent la constante c pour exprimer cette grandeur physique.

Pour ce qui est de la propagation d'une onde électromagnétique dans le cas général d'un matériau anisotrope, la perméabilité magnétique μ et la permittivité électrique ϵ sont des tenseurs. Dans le cas particulier et plus fréquent d'un matériau isotrope, la description mathématique de la propagation d'une onde est similaire à celle de l'équation (I-3), à la différence que la vitesse de propagation v n'est plus c mais plutôt

$$v=\frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}}. \qquad \text{(I-4)}$$

Il est d'usage en optique de considérer le rapport n de la vitesse de la lumière dans le vide sur la vitesse de propagation de l'onde dans le matériau:

$$n=\frac{c}{v}. \tag{I-5}$$

n est une constante du matériau considéré et se nomme l'indice de réfraction du matériau. La vitesse de la lumière étant un vitesse limite de propagation des ondes électromagnétiques, l'indice de réfraction n est toujours supérieur à l'unité. Exprimée en fonction de l'indice de réfraction n, l'équation (I-3) devient:

$$\boldsymbol{E}=E_x\sin\left(2\pi f\left(t-\frac{nz}{c}\right)+\phi\right)\boldsymbol{a}_x,\ \boldsymbol{H}=H_y\sin\left(2\pi f\left(t-\frac{nz}{c}\right)+\phi\right)\boldsymbol{a}_y. \tag{I-6}$$

Formalisme de Jones

La description des ondes électromagnétiques tel que présentée précédemment est relativement lourde. Un peu comme on le fait dans le domaine du transport d'énergie en employant les phaseurs, il est possible de simplifier l'écriture de ces équations. C'est le formalisme développé par Jones en 1941 qui sera utilisé (302).

Généralement, la direction de propagation et la fréquence de l'onde avec laquelle on travaille sont connues et constantes tout au long de l'étude d'un phénomène donné. Les champs

magnétique et électrique sont liés entre eux par les équations de Maxwell. La description d'un seul de ceux-ci est donc suffisante pour déterminer une onde électromagnétique. Le formalisme de Jones permet de représenter une onde électromagnétique sous la forme d'un vecteur à deux éléments complexes. Le premier élément représente la composante "x" du champ électrique tandis que le second représente la composante "y" de ce même champ. L'onde plane décrite à l'équation (I-6) se représente ainsi à l'aide du formalisme de Jones:

$$\boldsymbol{E}=\begin{bmatrix} E_x e^{j\Phi} \\ 0 \end{bmatrix}. \tag{I-7}$$

En comparant les équations (I-6) et (I-7), on constate immédiatement la simplification d'écriture. Dans le cas qui nous intéresse, le système d'axes est tel que le champ électrique n'a qu'une composante en "x" et ainsi, le second élément du vecteur $\boldsymbol{E}$ est nul. Il serait possible d'employer un autre système d'axes en appliquant une transformation de base sur l'équation (I-7). Dans le cas général, le vecteur $\boldsymbol{E}$ possède deux éléments complexes non-nuls:

$$\boldsymbol{E}=\begin{bmatrix} E_x e^{j\Phi_x} \\ E_y e^{j\Phi_y} \end{bmatrix}. \tag{I-8}$$

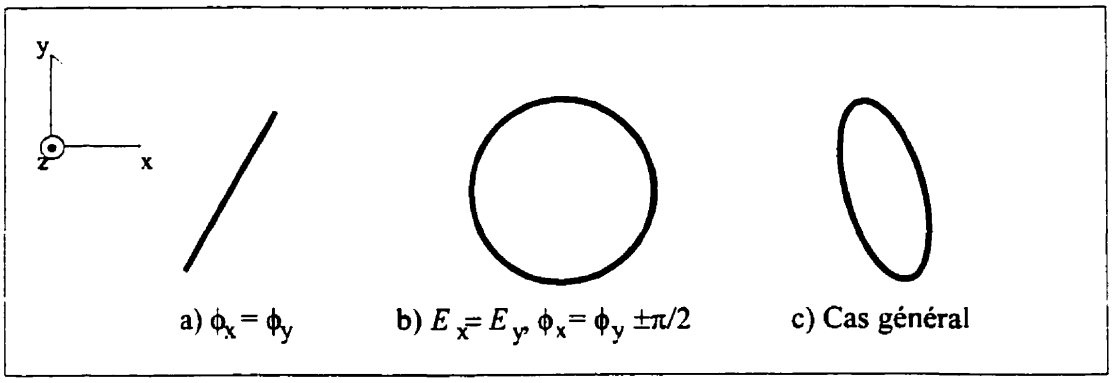


Figure I.1 États de polarisation: a) linéaire, b) circulaire, c) elliptique

Le formalisme de Jones permet de décrire tous les états de polarisation possibles de la lumière: l'état de polarisation linéaire, l'état de polarisation circulaire et l'état de polarisation elliptique. Ces états tirent leur nom du lieu obtenu par la projection sur le plan (x,y) de l'onde se propageant en "z" (figure I.1). Si les composantes de $\boldsymbol{E}$ sont en phase, l'état de polarisation est linéaire. Si les composantes de $\boldsymbol{E}$ sont de même amplitude et ont une différence de phase de $\pm\pi/2$, l'état de polarisation est circulaire. En fonction de la polarité de la différence de phase, cet état de polarisation circulaire est qualifié de circulaire droit ou de circulaire gauche. Dans le cas général, les composantes de $\boldsymbol{E}$ sont d'amplitude différente et leur différence de phase est quelconque. L'état de polarisation est alors elliptique.

Une des forces du formalisme de Jones est la possibilité qu'il offre de représenter des éléments optiques par des matrices relativement simples. L'effet des principaux éléments optiques utilisés dans le présent travail ne consiste qu'en une combinaison linéaire des

composantes du champ électrique (et par le fait même, du champ magnétique). Ces éléments sont la lame polarisante, la lame retardatrice (ou lame biréfringente) et la lame rotatrice.

La lame polarisante a pour effet de procurer plus d'atténuation pour l'une des composantes du champ électrique par rapport à l'autre. Considérant α_x comme étant la constante d'atténuation de la composante en "x" et α_y comme étant celle de la composante en "y", la matrice représentant mathématiquement la lame polarisante est la suivante:

$$P(\alpha L,\Delta\alpha L) \doteq e^{-\alpha L}\begin{bmatrix} e^{-\Delta\alpha L} & 0 \\ 0 & e^{\Delta\alpha L} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{-\alpha_x L} & 0 \\ 0 & e^{-\alpha_y L} \end{bmatrix}, \qquad \text{(I-9)}$$

où $\alpha = (\alpha_x + \alpha_y)/2$ est la constante d'atténuation moyenne des deux composantes. $\Delta\alpha = \alpha_x - \alpha_y$ est leur différence et L est l'épaisseur de la lame polarisante. Si $\alpha_x > \alpha_y$, la composante en "x" est plus atténuée que la composante en "y" et vice-versa. Idéalement, α_x tend vers l'infini et α_y est nulle pour une polarisation selon l'axe "y". Pour une polarisation selon l'axe "x", on a α_y qui tend vers l'infini et α_x qui est nulle. Par exemple, l'effet d'une lame polarisante idéale selon l'axe "x" sur la lumière décrite par le vecteur général de l'équation (I-8) est ainsi exprimé:

$$\begin{bmatrix} e^{-\alpha_x} & 0 \\ 0 & e^{-\alpha_y} \end{bmatrix}\begin{bmatrix} E_x e^{j\Phi_x} \\ E_y e^{j\Phi_y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{0} & 0 \\ 0 & e^{-\infty} \end{bmatrix}\begin{bmatrix} E_x e^{j\Phi_x} \\ E_y e^{j\Phi_y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} E_x e^{j\Phi_x} \\ E_y e^{j\Phi_y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_x e^{j\Phi_x} \\ 0 \end{bmatrix}, \qquad \text{(I-10)}$$

éliminant ainsi la composante en "y" et ne conservant que la composante en "x".

La lame retardatrice permet de déphaser d'une phase $\Delta\beta$ l'une des composantes du champ électrique par rapport à l'autre. Ceci peut se réaliser par l'emploi d'un matériau biréfringent comme, par exemple, le calcite. Les matériaux biréfringents sont tels que leur indice de réfraction n_x et n_y associés respectivement aux axes "x" et "y" sont différents. Ainsi, un matériau biréfringent d'épaisseur L et de différence d'indices de réfraction $\Delta n = n_x - n_y$ occasionne un déphasage $\Delta\beta$ entre les composantes en "x" et en "y" tel que:

$$\Delta\beta = \beta_x - \beta_y = \frac{2\pi f(n_x - n_y)}{c} L = \frac{2\pi f \Delta n}{c} L. \tag{I-11}$$

La matrice modélisant la lame retardatrice est ainsi définie:

$$N(\beta L, \Delta\beta L) \doteq e^{-j\beta L} \begin{bmatrix} e^{-\frac{\Delta\beta}{2}L} & 0 \\ 0 & e^{\frac{\Delta\beta}{2}L} \end{bmatrix}, \tag{I-12}$$

où $\beta = (\beta_x + \beta_y) / 2$ est le retard de phase moyen pris par les deux composantes du champ électrique lors du passage de la lumière dans la lame retardatrice. Généralement, on s'intéresse au déphasage relatif d'une composante par rapport à l'autre et ainsi, on considère $\beta = 0$.

Parfois, on considère un élément optique qui consiste en la mise en série d'une lame polarisante et d'une lame retardatrice. Cette lame, dite à modes linéaires, est modélisée par la matrice suivante:

$$\boldsymbol{D}(\gamma L,\Delta\gamma L) \doteq \boldsymbol{P}(\alpha L,\Delta\alpha L)\boldsymbol{N}(\beta L,\Delta\beta L) = e^{-\gamma L}\begin{bmatrix} e^{-\frac{\Delta\gamma}{2}L} & 0 \\ 0 & e^{\frac{\Delta\gamma}{2}L} \end{bmatrix}, \qquad \text{(I-13)}$$

où $\gamma = \alpha + j\beta$ est la constante de propagation moyenne et $\Delta\gamma = \Delta\alpha + j\Delta\beta$ est la différence des constantes de propagation selon les axes "x" et "y".

Le dernier élément traité est la lame rotatrice. Cette lame permet de faire tourner l'état de polarisation de la lumière d'un certain angle θ. Celle-ci est simplement modélisée par une matrice de rotation telle que:

$$\boldsymbol{S}(\theta) \doteq \begin{bmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) \end{bmatrix}. \qquad \text{(I-14)}$$

L'application de la matrice $\boldsymbol{S}(\theta)$ sur le vecteur général de l'équation (I-8) résulte effectivement en une rotation de l'état de polarisation:

$$\begin{bmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) \end{bmatrix}\begin{bmatrix} E_x e^{-j\phi_x} \\ E_y e^{-j\phi_y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_x e^{-j\phi_x}\cos(\theta) - E_y e^{-j\phi_y}\sin(\theta) \\ E_x e^{-j\phi_x}\sin(\theta) + E_x e^{-j\phi_y}\cos(\theta) \end{bmatrix}. \qquad \text{(I-15)}$$

S'il s'avère qu'un montage optique soit constitué de plusieurs éléments, la matrice modélisant cet ensemble d'éléments n'est que la multiplication des matrices représentant chaque élément. Aussi, il est possible que les axes d'une lame polarisante ou d'une lame retardatrice ne coïncident pas avec les axes du système dans lequel on travaille. Si les axes d'un lame polarisante ou d'une lame retardatrice font un angle ψ par rapport au système d'axes, la matrice les modélisant est donnée par le produit:

$$\boldsymbol{S}(\psi)\boldsymbol{M}\boldsymbol{S}(-\psi) \ , \qquad \text{(I-16)}$$

$\boldsymbol{M}$ étant la matrice modélisant la lame dans le cas où ses axes sont alignés avec le système d'axes (équations (I-9), (I-12) ou (I-13)).

Notons finalement que, contrairement à la lame polarisante, la lame retardatrice et la lame rotatrice n'occasionnent aucune perte de puissance optique. Les matrices les représentant sont donc unitaires.

Activité optique

Il a été vu dans la section précédente qu'une lame retardatrice peut être obtenue par l'emploi d'un matériau biréfringent. Pour le cas de la lame rotatrice, on peut en réaliser une par l'emploi d'un matériau qui possède un pouvoir rotatoire. Le quartz et certaines solution sucrées ont la capacité de faire tourner le plan de polarisation de la lumière. Si l'on prend

une lumière polarisée linéairement et qu'on l'injecte dans ces matériaux, le plan de polarisation de la lumière tourne d'un angle qui est proportionnel à la distance parcourue dans le matériau. Ce pouvoir rotatoire s'appelle l'activité optique.

Fresnel est celui qui a proposé la première explication du phénomène de l'activité optique. Pour l'expliquer, on débute par assumer qu'une lumière polarisée linéairement peut se représenter comme étant la somme de deux ondes polarisées circulairement et dont la rotation est de sens opposé. Prenant le cas particulier d'une lumière linéairement polarisée selon l'axe "x" et utilisant le formalisme de Jones, cette assomption s'exprime ainsi:

$$\begin{bmatrix} E \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{E}{2} \\ \frac{E}{2} e^{j\frac{\pi}{2}} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \frac{E}{2} \\ \frac{E}{2} e^{-j\frac{\pi}{2}} \end{bmatrix}. \qquad \text{(I-17)}$$

Notons que le traitement du cas où la lumière est polarisée selon l'axe "x" et où la phase de l'onde est nulle permet de simplifier le développement tout en étant général. En effet, le choix du système d'axes et de la référence de phase étant totalement arbitraire, l'étude de ce cas particulier couvre l'ensemble des cas possibles.

L'explication du phénomène de l'activité optique se poursuit en considérant que la vitesse de propagation des composantes circulaires dans le matériau rotatoire est différente. Il s'agit donc d'une biréfringence circulaire. n_g et n_d étant respectivement les indices de réfraction

des composantes circulaires gauche et droite, la différence de phase θ accumulée sur un parcours L dans un matériau rotatoire est donnée par:

$$\theta = \frac{2\pi f(n_g - n_d)}{c} L = \frac{2\pi f \Delta n}{c} L. \tag{I-18}$$

Distribuant cette différence de phase sur chaque composante circulaire de l'équation (I-17), on obtient:

$$e^{-j\frac{\pi f \Delta n}{c}L} \begin{bmatrix} \frac{E}{2} \\ \frac{E}{2} e^{j\frac{\pi}{2}} \end{bmatrix} + e^{j\frac{\pi f \Delta n}{c}L} \begin{bmatrix} \frac{E}{2} \\ \frac{E}{2} e^{-j\frac{\pi}{2}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E\cos\left(\frac{\pi f \Delta n}{c} L\right) \\ E\sin\left(\frac{\pi f \Delta n}{c} L\right) \end{bmatrix} \tag{I-19}$$

Ce résultat est le même que si on avait appliqué une matrice de rotation d'un angle $(\pi f \Delta n L)/c$ au vecteur initial de l'équation (I-17):

$$\begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\pi f \Delta n}{c} L\right) & -\sin\left(\frac{\pi f \Delta n}{c} L\right) \\ \sin\left(\frac{\pi f \Delta n}{c} L\right) & \cos\left(\frac{\pi f \Delta n}{c} L\right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E\cos\left(\frac{\pi f \Delta n}{c} L\right) \\ E\sin\left(\frac{\pi f \Delta n}{c} L\right) \end{bmatrix}. \tag{I-20}$$

Ainsi, Fresnel a expliqué l'activité optique résultant d'une rotation du plan de polarisation d'une lumière polarisée linéairement en considérant que la vitesse de propagation des composantes circulaires gauche et droite sont différentes.

Effet Faraday

En 1845, Faraday a découvert que certains matériaux, lorsque soumis à un champ magnétique intense, fait tourner le plan de polarisation d'une lumière polarisée linéairement. Tel que mentionné au chapitre I, la rotation Faraday est donnée par:

$$\theta = \mu V \int_L \boldsymbol{H} \cdot d\boldsymbol{L}, \tag{I-21}$$

μ étant la perméabilité magnétique du matériau considéré, V étant une constante quantifiant la sensibilité du matériau à l'effet Faraday et nommée constante de Verdet, $\boldsymbol{H}$ étant le champ magnétique et $d\boldsymbol{L}$ étant le vecteur infinitésimal associé au parcours de la lumière. Étant donné que l'effet Faraday provoque une rotation du plan de polarisation d'une lumière linéairement polarisée comme le fait l'activité optique, cet effet s'explique également en supposant que les composantes circulaires gauche et droite de la lumière se propagent à des vitesses différentes lorsque le matériau est soumis à un champ magnétique.

Il est à noter que, contrairement à l'activité optique, l'effet Faraday est un phénomène non-réciproque. Lorsqu'une lumière polarisée linéairement traverse un matériau optiquement actif, le sens de rotation est toujours le même, peu importe le sens de propagation de la lumière. Ainsi, les matériaux optiquement actifs sont qualifiés de

levrogyres s'ils font tourner le plan de polarisation vers la gauche et de dextrogyres s'ils le font vers la droite.

Dans le cas de l'effet Faraday, une lumière qui subit une rotation de son plan de polarisation vers la gauche lorsqu'elle se propage d'un point A à un point B verra son polarisation tourner vers la droite lorsqu'elle se propage du point B au point A. Autrement dit, si la composante circulaire gauche prend une avance de phase sur la composante circulaire droite lors de la propagation de la lumière d'un point A à un point B, elle prendra un retard de phase lorsque la lumière circulera du point B au point A.

Certains capteurs basés sur l'effet Faraday exploitent cette propriété de non-réciprocité en faisant réfléchir la lumière sur un miroir en bout de parcours (61, 362). Ainsi, pour un milieu sensible à l'effet Faraday de longueur donnée, la rotation Faraday effective est doublée. Dans le cas des matériaux optiquement actifs, cette réflexion en bout de parcours a pour effet d'annuler la rotation intégrée pendant le premier passage dans le matériau puisque l'activité optique est réciproque.

Cette propriété de non-réciprocité est visible dans l'équation (I-21). En effet, la rotation Faraday dépend du produit scalaire entre le vecteur $\boldsymbol{H}$ associé au champ magnétique et le vecteur $\boldsymbol{dL}$ associé au parcours de la lumière dans le matériau. Si le champ magnétique demeure tel quel alors que le sens de propagation de la lumière est inversé, ce produit

scalaire change de polarité. On obtient alors cette rotation en sens opposé qui permet de qualifier l'effet Faraday de non-réciproque.

Effet Zeeman

L'explication de Fresnel à propos de l'activité optique appliquée à l'effet Faraday, bien qu'élégante, ne constitue pas en elle-même une interprétation physique du phénomène. En 1896, soit 51 ans après la première observation de l'effet Faraday, Zeeman a observé que les raies spectrales émises par une flame de sodium étaient élargies lorsque celle-ci était soumise à un champ magnétique. Quelques années plus tard, Lorentz a présenté une théorie électronique simple pour expliquer ces observations. À partir de cette théorie, il fut établit que l'effet Faraday était dû au même processus physique que l'effet Zeeman.

Les matériaux possèdent des raies d'absorption qui leur sont propres. Une lumière, dont la fréquence f correspond à celle d'une raie d'absorption du matériau dans laquelle elle se propage, verra son énergie être absorbée par ce matériau. Cette absorption de l'énergie se produit lorsque la fréquence de la lumière correspond à une fréquence de résonance du système corpusculaire constituant le matériau. En présence d'un champ magnétique, ces raies d'absorption sont dédoublées: on retrouve alors une raie d'absorption à une fréquence f-Δf et une autre à une fréquence f+Δf (figure I.2 a)). Ce dédoublement est causé par un

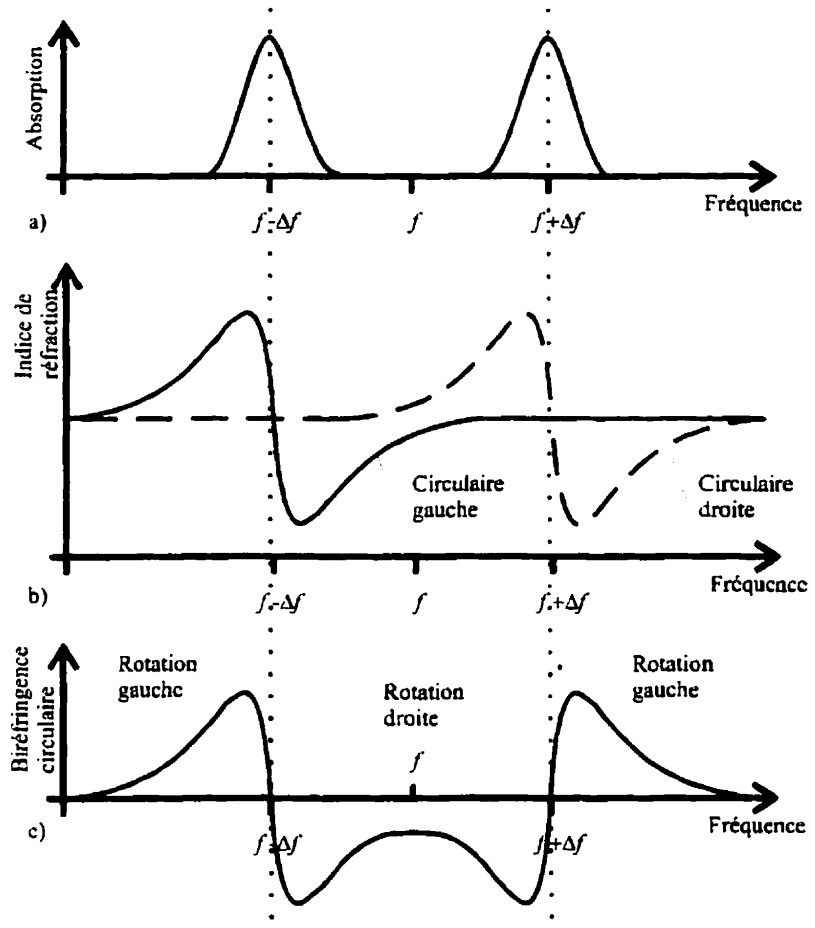


Figure I.2 a) Dédoublement des raies d'absorption (effet Zeeman), b) Dispersion, c) Biréfringence circulaire (effet Faraday)

changement de la disposition des électrons dans le matériau. Les fréquences de résonance de la structure électronique des atomes constituant le matériau sont alors modifiées. C'est ce qu'on appelle l'effet Zeeman.

Fait à noter, l'une des deux raies d'absorption apparaissant en présence d'un champ magnétique absorbe l'énergie optique dont l'état de polarisation est circulaire gauche, tandis

que l'autre raie absorbe l'énergie optique dont l'état de polarisation est circulaire droit. De plus, la théorie électronique de Lorentz nous indique qu'à chacune des raies d'absorption, on peut associer une variation de l'indice de réfraction correspondant à chacune des composantes circulaires tel qu'illustré à la figure I.2 b). Cette variation de l'indice de réfraction en fonction de la fréquence de la lumière est appelée la dispersion.

En présence d'un champ magnétique, une lumière de fréquence donnée se propage dans un matériau circulairement biréfringent puisque les composantes circulaires voient des indices de réfraction différents (figure I.2 c)). Ainsi, ces composantes circulaires se déphasent l'une par rapport à l'autre et l'on obtient la rotation du plan de polarisation de la lumière tel qu'observé par Faraday. Le processus physique duquel l'effet Zeeman et l'effet Faraday sont issus est donc une réorganisation de la structure électronique des atomes constituant le matériau.

ANNEXE II

FONCTION DE TRANSFERT GÉNÉRALE DU CAPTEUR INTERFÉROMÉTRIQUE À BOUCLE DÉPOLARISÉE

Déterminons la matrice de Jones du capteur interférométrique à boucle dépolarisée. Les variables E_1, E_2, E_3, E_4 et E_5 représentent le champ électrique de la lumière correspondant aux endroits définis sur la figure 2.1. Les indices ***h*** et ***ah*** sont associés respectivement à la lumière circulant en sens horaire et à celle circulant en sens anti-horaire.

Le coupleur 2×2 divise la puissance optique qui y est injectée en deux parties égales. De plus, ces deux parties sont déphasées de 90 degrés l'une par rapport à l'autre (86). Ainsi, nous avons les relations suivantes:

$$E_{2h} = \frac{1}{\sqrt{2}} E_1, \tag{II-1}$$

$$E_{4ah} = \frac{-j}{\sqrt{2}} E_1, \tag{II-2}$$

$$E_5 = \frac{-j}{\sqrt{2}} E_{2ah} + \frac{1}{\sqrt{2}} E_{4h}. \tag{II-3}$$

Bien qu'il existe d'autres types de pseudo-dépolariseurs (244, 397, 628, ...), le pseudo-dépolariseur employé par Van Neste et al. est du type Lyot (674). Il est constitué de deux sections de fibre à haute biréfringence linéaire fusionnées de façon à ce que leurs axes propres soient décalés de 45 degrés. Utilisant le formalisme de Jones (302), on peut

le modéliser par la matrice $\boldsymbol{PG_h}(\nu)$ en sens horaire et la matrice $\boldsymbol{PG_{ah}}(\nu)$ en sens anti-horaire telles que:

$$\boldsymbol{PG_h}(\nu)=\boldsymbol{S}(45°)\boldsymbol{N}\left(\frac{2\pi\nu\Delta n}{c}L_b\right)\boldsymbol{S}(-45°)\boldsymbol{N}\left(\frac{2\pi\nu\Delta n}{c}L_a\right)$$
$$=\begin{bmatrix} e^{-j\frac{\pi\nu\Delta n}{c}L_a}\cos\left(\frac{\pi\nu\Delta n}{c}L_b\right) & -je^{j\frac{\pi\nu\Delta n}{c}L_a}\sin\left(\frac{\pi\nu\Delta n}{c}L_b\right) \\ -je^{-j\frac{\pi\nu\Delta n}{c}L_a}\sin\left(\frac{\pi\nu\Delta n}{c}L_b\right) & e^{j\frac{\pi\nu\Delta n}{c}L_a}\cos\left(\frac{\pi\nu\Delta n}{c}L_b\right) \end{bmatrix}, \tag{II-4}$$

$$\boldsymbol{PG_{ah}}(\nu)=\boldsymbol{N}\left(\frac{2\pi\nu\Delta n}{c}L_a\right)\boldsymbol{S}(-45°)\boldsymbol{N}\left(\frac{2\pi\nu\Delta n}{c}L_b\right)\boldsymbol{S}(45°)$$
$$=\begin{bmatrix} e^{-j\frac{\pi\nu\Delta n}{c}L_a}\cos\left(\frac{\pi\nu\Delta n}{c}L_b\right) & je^{-j\frac{\pi\nu\Delta n}{c}L_a}\sin\left(\frac{\pi\nu\Delta n}{c}L_b\right) \\ je^{j\frac{\pi\nu\Delta n}{c}L_a}\sin\left(\frac{\pi\nu\Delta n}{c}L_b\right) & e^{j\frac{\pi\nu\Delta n}{c}L_a}\cos\left(\frac{\pi\nu\Delta n}{c}L_b\right) \end{bmatrix}, \tag{II-5}$$

où la matrice de rotation $\boldsymbol{S}(\theta)$ est donnée à l'équation (I-4) et où la matrice de retardance $\boldsymbol{N}(\phi)$ est définie comme suit:

$$\boldsymbol{N}(\phi)\doteq\begin{bmatrix} e^{-j\frac{\phi}{2}} & 0 \\ 0 & e^{j\frac{\phi}{2}} \end{bmatrix}, \tag{II-6}$$

ν est la fréquence de la lumière injectée dans le pseudo-dépolariseur, Δn est la différence des indices de réfraction des axes propres des fibres à haute biréfringence et $L_{a,b}$ sont les

longueurs de ces fibres. On suppose que des fibres de même nature sont utilisées pour chacune des deux sections du pseudo-dépolariseur et que la différence des indices de réfraction Δn est indépendante de la fréquence de la lumière. Ceci est le cas au premier ordre pour des fibres dont la biréfringence est obtenue par un stress, comme, par exemple, les fibres de type "Panda" ou "Bow-tie" (180, 374).

Afin que le pseudo-dépolariseur effectue bien son travail, il est nécessaire que la longueur de la plus petite section de fibre le constituant soit supérieure ou égale à la longueur de dépolarisation L_d donnée par:

$$L_d = \frac{1}{\Delta n} \frac{\overline{\lambda}^2}{\Delta\lambda_{FWHM}}, \qquad \text{(II-7)}$$

où $\overline{\lambda}$ est la longueur d'onde centrale du spectre de la lumière et $\Delta\lambda_{FWHM}$ est la largeur du spectre à mi-hauteur (374). L'équation (II-7) s'applique au cas où le spectre de la source optique a une forme gaussienne. Pour d'autres formes de spectre, il est possible de donner une définition de la longueur de dépolarisation L_d. En ce qui concerne la plus grande section, il est nécessaire que sa longueur soit au moins la longueur de la petite section plus L_d. Ainsi, le pseudo-dépolariseur de longueur minimale a une longueur de $3L_d$. Notons cependant qu'il convienne de s'assurer que les autres éléments du système optique ne nuisent pas au travail du pseudo-dépolariseur. Ce point sera discuté ultérieurement.

Connaissant les matrices $\boldsymbol{PG}_h(\nu)$ et $\boldsymbol{PG}_{ah}(\nu)$, il est possible de quantifier l'influence du pseudo-dépolariseur sur le champ électrique de la lumière au point 2 et celui de la lumière au point 3. Pour fins de généralité, l'orientation du pseudo-dépolariseur par rapport au système de référence dans lequel nous travaillons est d'un angle ϕ quelconque. Ainsi:

$$\boldsymbol{E}_{2ah}=\boldsymbol{S}(-\phi)\boldsymbol{PG}_{ah}(\nu)\boldsymbol{S}(\phi)\boldsymbol{E}_{3ah}, \tag{II-8}$$

$$\boldsymbol{E}_{3h}=\boldsymbol{S}(\phi)\boldsymbol{PG}_h(\nu)\boldsymbol{S}(-\phi)\boldsymbol{E}_{2h}. \tag{II-9}$$

Quant à elle, la bobine de fibre optique de l'interféromètre est représentée par les matrices $K_h\boldsymbol{M}_h$ et $K_{ah}\boldsymbol{M}_{ah}$. Puisque le but de la présente section est de déterminer la fonction de transfert générale du capteur interférométrique à boucle dépolarisée, on considère que ces matrices ont la forme générale suivante:

$$K_h\boldsymbol{M}_h \doteq K_h\begin{bmatrix} A & D \\ C & B \end{bmatrix},\ K_{ah}\boldsymbol{M}_{ah} \doteq K_{ah}\begin{bmatrix} E & H \\ G & F \end{bmatrix}, \tag{II-10}$$

où A, B, C, D, E, F, G, H, K_h et K_{ah} sont des nombres complexes.

Le champ électrique des faisceaux lumineux contre-propagatifs influencés par la bobine de fibre optique est alors donné par:

$$\boldsymbol{E}_{3ah}=K_{ah}\boldsymbol{M}_{ah}\boldsymbol{E}_{4ah}, \tag{II-11}$$

$$\boldsymbol{E}_{4h}=K_{h}\boldsymbol{M}_{h}\boldsymbol{E}_{3h}. \tag{II-12}$$

Combinant maintenant les équations (II-1), (II-2), (II-3), (II-8), (II-9), (II-11) et (II-12), on obtient la matrice de Jones $\boldsymbol{C}(\nu)$ du capteur interférométrique à boucle dépolarisée:

$$\begin{gathered}\boldsymbol{E}_5=\boldsymbol{C}(\nu)\boldsymbol{E}_1,\\ \boldsymbol{C}(\nu)=\frac{1}{2}(K_h\boldsymbol{M}_h\boldsymbol{S}(\phi)\boldsymbol{P}\boldsymbol{G}_h(\nu)\boldsymbol{S}(-\phi)-K_{ah}\boldsymbol{S}(-\phi)\boldsymbol{P}\boldsymbol{G}_{ah}(\nu)\boldsymbol{S}(\phi)\boldsymbol{M}_{ah}).\end{gathered} \tag{II-13}$$

Nous pouvons utiliser le formalisme des matrices de cohérence (487) pour calculer, à partir de la matrice de Jones $\boldsymbol{C}(\nu)$, la puissance optique P_s à la sortie du capteur en fonction des caractéristiques de la lumière qu'on y injecte.

Si on injecte une lumière de matrice de cohérence $\boldsymbol{J}_e(\nu)$ dans le capteur interférométrique à boucle dépolarisée, on obtient:

$$P_s = \mathrm{tr}\left(\int_0^{+\infty} \boldsymbol{C}(\nu)\boldsymbol{J}_e(\nu)\boldsymbol{C}(\nu)^H \mathrm{d}\nu \right), \tag{II-14}$$

avec

$$\boldsymbol{J}_e(\nu) = \begin{bmatrix} X(\nu) & Z(\nu)^* \\ Z(\nu) & Y(\nu) \end{bmatrix}, \tag{II-15}$$

$X(\nu)$ et $Y(\nu)$ étant des fonctions réelles et $Z(\nu)$ une fonction complexe.

Incorporant maintenant l'équation (II-13) dans l'équation (II-14), on peut factoriser le résultat comme suit:

$$\begin{aligned} P_s = & \frac{1}{4}|K_h|^2 \mathrm{tr}\left(\int_0^{+\infty} \boldsymbol{M}_h \boldsymbol{S}(\phi)\boldsymbol{P}\boldsymbol{G}_h(\nu)\boldsymbol{S}(-\phi)\boldsymbol{J}_e(\nu)\boldsymbol{S}(\phi)\boldsymbol{P}\boldsymbol{G}_h(\nu)^H \boldsymbol{S}(-\phi)\boldsymbol{M}_h^H \mathrm{d}\nu \right) \\ & + \frac{1}{4}|K_{ah}|^2 \mathrm{tr}\left(\int_0^{+\infty} \boldsymbol{S}(-\phi)\boldsymbol{P}\boldsymbol{G}_{ah}(\nu)\boldsymbol{S}(\phi)\boldsymbol{M}_{ah}\boldsymbol{J}_e(\nu)\boldsymbol{M}_{ah}^H \boldsymbol{S}(-\phi)\boldsymbol{P}\boldsymbol{G}_{ah}(\nu)^H \boldsymbol{S}(\phi)\mathrm{d}\nu \right) \\ & - \frac{1}{4}K_h K_{ah}^* \mathrm{tr}\left(\int_0^{+\infty} \boldsymbol{M}_h \boldsymbol{S}(\phi)\boldsymbol{P}\boldsymbol{G}_h(\nu)\boldsymbol{S}(-\phi)\boldsymbol{J}_e(\nu)\boldsymbol{M}_{ah}^H \boldsymbol{S}(-\phi)\boldsymbol{P}\boldsymbol{G}_{ah}(\nu)^H \boldsymbol{S}(\phi)\mathrm{d}\nu \right) \\ & - \frac{1}{4}K_{ah} K_h^* \mathrm{tr}\left(\int_0^{+\infty} \boldsymbol{S}(-\phi)\boldsymbol{P}\boldsymbol{G}_{ah}(\nu)\boldsymbol{S}(\phi)\boldsymbol{M}_{ah}\boldsymbol{J}_e(\nu)\boldsymbol{S}(\phi)\boldsymbol{P}\boldsymbol{G}_h(\nu)^H \boldsymbol{S}(-\phi)\boldsymbol{M}_h^H \mathrm{d}\nu \right). \end{aligned} \tag{II-16}$$

Le premier terme de l'équation (II-16) correspond à une lumière qui subit l'effet du pseudo-dépolariseur et de la bobine de l'interféromètre dans le sens horaire. En effectuant le produit des matrices de ce premier terme, on constate la présence de plusieurs éléments $e^{\pm\frac{j2\pi\nu\Delta n}{c}L_a}$, $e^{\pm\frac{j2\pi\nu\Delta n}{c}L_b}$ et $e^{\pm\frac{j2\pi\nu\Delta n}{c}(L_a\pm L_b)}$. Sous l'hypothèse que le pseudo-dépolariseur répond aux exigences précédemment citées, il est possible de montrer que ces termes sont négligeables après l'intégration. Ceci simplifie grandement le développement mathématique et on obtient alors:

$$\frac{1}{4}|K_h|^2\mathrm{tr}\left(\int_0^{+\infty}\boldsymbol{M}_h\boldsymbol{S}(\phi)\boldsymbol{P}\boldsymbol{G}_h(\nu)\boldsymbol{S}(-\phi)\boldsymbol{J}_e(\nu)\boldsymbol{S}(\phi)\boldsymbol{P}\boldsymbol{G}_h(\nu)^H\boldsymbol{S}(-\phi)\boldsymbol{M}_h^H\mathrm{d}\nu\right) = \frac{P_e}{8}|K_h|^2(|A|^2+|B|^2+|C|^2+|D|^2). \tag{II-17}$$

P_e étant la puissance de la lumière injectée dans l'interféromètre. L'équation (II-17) montre que le premier terme de l'équation (II-16) est indépendant de l'état de polarisation de la lumière injectée dans l'interféromètre ($X(\nu)$, $Y(\nu)$ et $Z(\nu)$ sont absents). Ceci est normal puisque, dans le sens horaire, la lumière est d'abord dépolarisée avant d'attaquer la bobine de fibre optique. Remarquons également que l'angle d'orientation ϕ du pseudo-dépolariseur est absent de l'équation (II-17).

Le deuxième terme de l'équation (II-16) correspond à une lumière qui parcourt l'interféromètre en sens anti-horaire. Étant donné qu'en sens anti-horaire, la bobine de fibre optique est traversée avant le pseudo-dépolariseur, on peut s'attendre à ce que ce deuxième

terme soit dépendant de l'état de polarisation de la lumière injectée dans le capteur. En procédant de manière semblable à ce qui a été fait pour le premier terme, on obtient:

$$\begin{aligned}&\frac{1}{4}|K_{ah}|^2\mathrm{tr}\left(\int_0^{+\infty}\boldsymbol{S}(-\phi)\boldsymbol{PG}_{ah}(\nu)\boldsymbol{S}(\phi)\boldsymbol{M}_{ah}\boldsymbol{J}_e(\nu)\boldsymbol{M}_{ah}^{\boldsymbol{H}}\boldsymbol{S}(-\phi)\boldsymbol{PG}_{ah}(\nu)^H\boldsymbol{S}(\phi)\mathrm{d}\nu\right)\\&=\frac{1}{4}|K_{ah}|^2\int_0^{+\infty}((|E|^2+|G|^2)X(\nu)+(|F|^2+|H|^2)Y(\nu)-2\mathrm{Re}((E^*H+FG^*)Z(\nu)))\mathrm{d}\nu.\end{aligned}\tag{II-18}$$

On constate effectivement une dépendance à l'état de polarisation de la lumière injectée. Également, l'angle d'orientation du pseudo-dépolariseur est absent de l'équation (II-18).

Remarquant que les deux derniers termes de l'équation (II-16) sont les conjugués complexes de l'un et de l'autre, leur développement mathématique nous mène à:

$$\begin{aligned}&-\frac{1}{4}K_hK_{ah}^*\mathrm{tr}\left(\int_0^{+\infty}\boldsymbol{M}_h\boldsymbol{S}(\phi)\boldsymbol{PG}_h(\nu)\boldsymbol{S}(-\phi)\boldsymbol{J}_e(\nu)\boldsymbol{M}_{ah}^{\boldsymbol{H}}\boldsymbol{S}(-\phi)\boldsymbol{PG}_{ah}(\nu)^H\boldsymbol{S}(\phi)\mathrm{d}\nu\right)\\&-\frac{1}{4}K_{ah}K_h^*\mathrm{tr}\left(\int_0^{+\infty}\boldsymbol{S}(-\phi)\boldsymbol{PG}_{ah}(\nu)\boldsymbol{S}(\phi)\boldsymbol{M}_{ah}\boldsymbol{J}_e(\nu)\boldsymbol{S}(\phi)\boldsymbol{PG}_h(\nu)^H\boldsymbol{S}(-\phi)\boldsymbol{M}_h^{\boldsymbol{H}}\mathrm{d}\nu\right)\\&=-\frac{1}{4}\mathrm{Re}\left(K_hK_{ah}^*\int_0^{+\infty}((AE^*-DG^*)X(\nu)+(BF^*-CH^*)Y(\nu)+(BG^*-CE^*)Z(\nu)+(AH^*-DF^*)Z(\nu)^*)\mathrm{d}\nu\right)\end{aligned}\tag{II-19}$$

Regroupant les résultats obtenus aux équations (II-17), (II-18) et (II-19), on obtient la fonction de transfert générale du capteur interférométrique à boucle dépolarisée:

$$
\begin{aligned}
P_s = & \frac{P_e}{8}|K_h|^2(|A|^2+|B|^2+|C|^2+|D|^2) \\
& +\frac{1}{4}|K_{ah}|^2\int_0^{\infty}((|E|^2+|G|^2)X(\nu)+(|F|^2+|H|^2)Y(\nu)+2\mathrm{Re}((E^*H+FG^*)Z(\nu)))d\nu \\
& -\frac{1}{4}\mathrm{Re}\left(K_hK_{ah}^*\int_0^{\infty}((AE^*-DG^*)X(\nu)+(BF^*-CH^*)Y(\nu)+(BG^*-CE^*)Z(\nu)+(AH^*-DF^*)Z(\nu)^*)d\nu\right).
\end{aligned}
\tag{II-20}
$$

Cette fonction de transfert est indépendante de l'angle d'orientation ϕ du pseudo-dépolariseur. Étant donné que les matrices $K_h\boldsymbol{M}_h$ et $K_{ah}\boldsymbol{M}_{ah}$ représentant la bobine de fibre optique sont générales, la fonction de transfert obtenue à l'équation (II-20) pourra être appliquée à une multitude de cas particuliers.

ANNEXE III

PROPRIÉTÉ INTÉRESSANTE DE LA FONCTION DE TRANSFERT GÉNÉRALE DU CAPTEUR INTERFÉROMÉTRIQUE À BOUCLE DÉPOLARISÉE

Dans l'annexe II, la fonction de transfert générale du capteur interférométrique à boucle dépolarisée a été déterminée. Toutefois, l'équation (II-20) montre que, en général, cette fonction de transfert dépend de l'état de polarisation de la lumière injectée dans l'interféromètre ($X(\nu)$, $Y(\nu)$ et $Z(\nu)$ sont présents dans l'équation (II-20)). Si l'état de polarisation de la lumière varie, la fonction de transfert du capteur varie également.

Afin d'éviter une variation parasite de la fonction de transfert engendrée par une variation de l'état de polarisation de la lumière injectée, deux options nous sont offertes. D'abord, il est possible de fixer l'état de polarisation de la lumière injectée dans le capteur. L'état de polarisation le plus facile à fixer malgré la présence de diverses perturbations du milieu sur la fibre optique est sans contredit l'état dépolarisé. Hormis les conditions expliquées dans la section 4.3.3, la lumière dépolarisée est toujours dépolarisée, indépendamment de la biréfringence de la fibre qui la guide (88). Une lumière dépolarisée peut être représentée par une matrice de cohérence $\boldsymbol{J}_e(\nu)$ de forme suivante:

$$\boldsymbol{J}_e(\nu)=\begin{bmatrix} X(\nu) & Z(\nu)^* \\ Z(\nu) & Y(\nu) \end{bmatrix}=\frac{W(\nu)}{2}\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \qquad \text{(III-1)}$$

où la puissance P_e de cette lumière est obtenue par l'intégration de la densité de puissance $W(\nu)$:

$$P_e=\mathrm{tr}\left(\int_0^{+\infty}\boldsymbol{J}_e(\nu)\mathrm{d}\nu\right)=\int_0^{+\infty}W(\nu)\mathrm{d}\nu. \qquad \text{(III-2)}$$

Pour obtenir la fonction de transfert du capteur interférométrique à boucle dépolarisée dans le cas où la lumière qu'on y injecte est dépolarisée, il suffit de reporter les équations (III-1) et (III-2) dans l'équation (II-20). On obtient:

$$\begin{aligned} P_s = \frac{P_e}{8}(& |K_h|^2(|A|^2+|B|^2+|C|^2+|D|^2) \\ & +|K_{ah}|^2(|E|^2+|F|^2+|G|^2+|H|^2) \\ & -\mathrm{Re}(K_h K_{ah}^*(AE^*+BF^*-DG^*-CH^*))). \end{aligned} \tag{III-3}$$

On constate donc qu'en dépolarisant la lumière injectée dans le capteur, sa fonction de transfert n'est fonction que de la nature de la bobine de fibre optique.

La deuxième option nous permettant d'éviter la variation parasite de la fonction de transfert du capteur en fonction de l'état de polarisation de la lumière à l'entrée consiste à utiliser une bobine de fibre optique avec la même atténuation pour chacun des deux modes propres de polarisation, peu importe si la lumière se propage en sens horaire ou anti-horaire. Il s'agit du cas d'une fibre n'ayant aucun pouvoir polarisant particulier. Dans ce cas,

$$K_h = K_{ah} = K, \tag{III-4}$$

K étant un nombre complexe quelconque. On obtient également des matrices $\boldsymbol{M_h}$ et $\boldsymbol{M_{ah}}$ unitaires qui possèdent la forme qui suit:

$$\boldsymbol{M_h} = \begin{bmatrix} A & D \\ C & B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P & -Q^* \\ Q & P^* \end{bmatrix}, \quad \boldsymbol{M_{ah}} = \begin{bmatrix} E & H \\ G & F \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R & -S^* \\ S & R^* \end{bmatrix}, \tag{III-5}$$

où P, Q, R et S sont des nombres complexes tels que:

$$|\boldsymbol{M}_h|=|R|^2+|S|^2=1,\ |\boldsymbol{M}_{ah}|=|P|^2+|Q|^2=1. \qquad \text{(III-6)}$$

Reportant les équations (III-4) et (III-5) dans l'équation (II-20), on obtient alors:

$$P_s=\frac{P_e}{4}|K|^2(2-\mathrm{Re}(P^*R+QS)). \qquad \text{(III-7)}$$

On constate ainsi que la fonction de transfert n'est fonction que de la nature de la bobine de fibre optique pour tous les états de polarisation possibles de la lumière injectée dans l'interféromètre.

La fonction de transfert de l'équation (III-3) et celle de l'équation (III-7) possèdent une propriété intéressante. S'il est possible de factoriser les matrices $\boldsymbol{M}_h$ et $\boldsymbol{M}_{ah}$ de la façon suivante:

$$\boldsymbol{M}_h=\boldsymbol{M}_h'\boldsymbol{R}_h,\ \boldsymbol{M}_{ah}=\boldsymbol{R}_{ah}\boldsymbol{M}_{ah}', \qquad \text{(III-8)}$$

où $\boldsymbol{M}_h'$ et $\boldsymbol{M}_{ah}'$ sont des matrices quelconques et que $\boldsymbol{R}_h$ et$\boldsymbol{R}_{ah}$ sont des matrices unitaires réciproques, on peut montrer que les fonctions de transfert aux équations (III-3) et (III-7) sont les mêmes que si:

$$\boldsymbol{M}_h=\boldsymbol{M}_h',\ \boldsymbol{M}_{ah}=\boldsymbol{M}_{ah}'. \qquad \text{(III-9)}$$

Le résultat est identique si:

$$M_h = R_h M_h', \; M_{ah} = M_{ah}' R_{ah}. \qquad \text{(III-10)}$$

Ainsi, si l'on parvient à factoriser une matrice unitaire réciproque d'un côté ou de l'autre des matrices $\mathbf{M}_h$ et $\mathbf{M}_{ah}$, il sera possible d'éliminer cette matrice, facilitant ainsi les calculs. Cette propriété, qui est valable peu importe la base des matrices M_h et M_{ah}, permet de diminuer la charge de travail à accomplir dans les développements mathématiques.

ANNEXE IV

EXEMPLE D'APPLICATION DE LA FONCTION DE TRANSFERT GÉNÉRALE DU CAPTEUR INTERFÉROMÉTRIQUE À BOUCLE DÉPOLARISÉE

Si la bobine est en rotation selon son axe longitudinal, la lumière circulant en sens horaire, pour parcourir la bobine de fibre optique, met un temps différent de celui de la lumière circulant en sens anti-horaire. Cet effet est dû au fait que la vitesse de la lumière dans un milieu donné est constante et s'appelle l'effet Sagnac. Il existe donc un déphasage $\Delta\phi$ entre les deux faisceaux contre-propagatifs tel que (374):

$$\Delta\phi = \frac{2\pi LD}{\lambda c}\cdot\Omega, \tag{IV-1}$$

L étant la longueur de la fibre constituant la bobine, D est le diamètre de la bobine, λ est la longueur d'onde de la lumière dans le vide, c est sa vitesse de propagation dans le vide et Ω est le taux de rotation de la bobine. Considérant la bobine de fibre optique comme étant idéalement sans biréfringence, les matrices $K_h\boldsymbol{M}_h$ et $K_{ah}\boldsymbol{M}_{ah}$ sont alors:

$$K_h\boldsymbol{M}_h = K_h\begin{bmatrix} A & D \\ C & B \end{bmatrix} = e^{j\frac{\Delta\phi}{2}}\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix},\ K_{ah}\boldsymbol{M}_{ah} = K_{ah}\begin{bmatrix} E & H \\ G & F \end{bmatrix} = e^{-j\frac{\Delta\phi}{2}}\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \tag{IV-2}$$

Reportant l'équation (IV-2) dans la fonction de transfert générale de l'équation (II-20), on trouve ainsi:

$$P_s = P_e\left(\frac{2-\cos(\Delta\phi)}{4}\right). \tag{IV-3}$$

Il s'agit là de la fonction de transfert bien connue d'un gyroscope interférométrique dépolarisé (664).

ANNEXE V

MODÈLE MATHÉMATIQUE DE LA FIBRE OPTIQUE DE TYPE "SPUN HI-BI"

La fibre de type "Spun Hi-Bi" de longueur L se représente comme la multiplication des matrices qui modélisent N lames à modes linéaires et N lames rotatrices. Il suffit de faire tendre N vers l'infini et de lever l'indétermination.

La lame rotatrice est modélisée par la matrice $\boldsymbol{S}(\theta)$ définie à l'équation (I-4) tandis que la lame à modes linéaires est modélisée par la matrice $\boldsymbol{D}(\gamma L/N, \Delta\gamma L/N)$ telle que:

$$\boldsymbol{D}\left(\gamma\frac{L}{N},\Delta\gamma\frac{L}{N}\right) \doteq e^{-\gamma\frac{L}{N}}\begin{bmatrix} e^{-\frac{\Delta\gamma}{2}\frac{L}{N}} & 0 \\ 0 & e^{\frac{\Delta\gamma}{2}\frac{L}{N}} \end{bmatrix} \qquad \text{(V-1)}$$

La matrice $\boldsymbol{F}(f,L)$ qui représente une fibre optique de type "Spun Hi-Bi" de longueur L, de taux de torsion ξ, soumise à un effet Faraday f par unité de longueur est ainsi posée:

$$\boldsymbol{F}(f,L) = \lim_{N\to+\infty}\prod_{i=N}^{1}\boldsymbol{S}\left(f\frac{L}{N}\right)\boldsymbol{S}\left(\xi(i-1)\frac{L}{N}\right)\boldsymbol{D}\left(\gamma\frac{L}{N},\Delta\gamma\frac{L}{N}\right)\boldsymbol{S}\left(-\xi(i-1)\frac{L}{N}\right), \qquad \text{(V-2)}$$

où $\gamma = \alpha + j\beta$ est la constante de propagation moyenne des modes propres des lames à modes linéaires et $\Delta\gamma$ est leur différence.

En réarrangeant l'équation (V-2), on obtient:

$$
\begin{aligned}
F(f,L) &= e^{-\gamma L} S(\xi L) \lim_{N\to+\infty} \left(S\left((f-\xi)\frac{L}{N} \right) D\left(\Delta\gamma \frac{L}{N} \right) \right)^N \\
&= e^{-\gamma L} S(\xi L) \lim_{N\to+\infty} \begin{bmatrix} e^{-\frac{\Delta\gamma}{2}\frac{L}{N}} \cos\left((f-\xi)\frac{L}{N} \right) & -e^{\frac{\Delta\gamma}{2}\frac{L}{N}} \sin\left((f-\xi)\frac{L}{N} \right) \\ e^{-\frac{\Delta\gamma}{2}\frac{L}{N}} \sin\left((f-\xi)\frac{L}{N} \right) & e^{\frac{\Delta\gamma}{2}\frac{L}{N}} \cos\left((f-\xi)\frac{L}{N} \right) \end{bmatrix}^N \\
&= e^{-\gamma L} S(\xi L) \lim_{N\to+\infty} \begin{bmatrix} 1-\frac{\Delta\gamma}{2}\frac{L}{N} & -(f-\xi)\frac{L}{N} \\ (f-\xi)\frac{L}{N} & 1+\frac{\Delta\gamma}{2}\frac{L}{N} \end{bmatrix}^N .
\end{aligned}
\tag{V-3}
$$

Ce genre d'indétermination peut se lever à l'aide de la fonction exponentielle doublée de la fonction logarithme néperien (477). Ainsi, on a:

$$
F(f,L) = e^{-\gamma L} S(\xi L) e^{\lim_{N\to+\infty} N \ln\left(\begin{bmatrix} 1-\frac{\Delta\gamma}{2}\frac{L}{N} & -(f-\xi)\frac{L}{N} \\ (f-\xi)\frac{L}{N} & 1+\frac{\Delta\gamma}{2}\frac{L}{N} \end{bmatrix} \right)} . \tag{V-4}
$$

Une fonction g d'une matrice A d'ordre n peut se calculer en trouvant un polynôme p d'ordre n-1 tel que $p(\lambda_{1,2,3,\ldots,n}) = g(\lambda_{1,2,3,\ldots,n})$ où $\lambda_{1,2,3,\ldots,n}$ sont les valeurs propres de A. On dit alors que p est en accord avec g sur le spectre de A. Ainsi, $g(A) = p(A)$, ce qui est facile à calculer (171).

Dans le cas présent, il faut calculer le logarithme néperien d'une matrice d'ordre 2 dont les deux valeurs propres $\lambda_{1,2}$ sont:

$$\lambda_{1,2}=1\pm\frac{L}{N}\sqrt{\left(\frac{\Delta\gamma}{2}\right)^2-(f-\xi)^2}. \tag{V-5}$$

On cherche un polynôme de premier ordre $p(x) = mx + b$ dont il faut déterminer les coefficients m et b à l'aide du système d'équations suivant:

$$\left.\begin{array}{l} m\lambda_1+b=\ln(\lambda_1) \\ m\lambda_2+b=\ln(\lambda_2) \end{array}\right\} \therefore \left\{\begin{array}{l} m=\dfrac{\ln(\lambda_1)-\ln(\lambda_2)}{\lambda_1-\lambda_2} \\ b=\dfrac{\lambda_1\ln(\lambda_2)-\lambda_2\ln(\lambda_1)}{\lambda_1-\lambda_2}. \end{array}\right. \tag{V-6}$$

Ainsi:

$$\begin{aligned} \ln\left(\begin{bmatrix} 1-\frac{\Delta\gamma}{2}\frac{L}{N} & -(f-\xi)\frac{L}{N} \\ (f-\xi)\frac{L}{N} & 1+\frac{\Delta\gamma}{2}\frac{L}{N} \end{bmatrix}\right) &= p\left(\begin{bmatrix} 1-\frac{\Delta\gamma}{2}\frac{L}{N} & -(f-\xi)\frac{L}{N} \\ (f-\xi)\frac{L}{N} & 1+\frac{\Delta\gamma}{2}\frac{L}{N} \end{bmatrix}\right) \\ &= m\begin{bmatrix} 1-\frac{\Delta\gamma}{2}\frac{L}{N} & -(f-\xi)\frac{L}{N} \\ (f-\xi)\frac{L}{N} & 1+\frac{\Delta\gamma}{2}\frac{L}{N} \end{bmatrix}+b\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \end{aligned} \tag{V-7}$$

Reportant le résultat de l'équation (V-7) dans l'équation (V-4), on a:

$$F(f,L)=e^{-\gamma L}S(\xi L)e^{\lim\limits_{N\to+\infty}N\left(m\begin{bmatrix} 1-\frac{\Delta\gamma}{2}\frac{L}{N} & -(f-\xi)\frac{L}{N} \\ (f-\xi)\frac{L}{N} & 1+\frac{\Delta\gamma}{2}\frac{L}{N} \end{bmatrix}+b\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}\right)}. \tag{V-8}$$

Remarquant que:

$$\lim_{N\to+\infty} m=1,\ \lim_{N\to+\infty} b=-1, \tag{V-9}$$

il devient possible de lever l'indétermination:

$$F(f,L)=e^{-\gamma L}S(\xi L)e^{\lim_{N\to+\infty} N\left(\begin{bmatrix}1-\frac{\Delta\gamma}{2}\frac{L}{N} & -(f-\xi)\frac{L}{N}\\ (f-\xi)\frac{L}{N} & 1-\frac{\Delta\gamma}{2}\frac{L}{N}\end{bmatrix}-\begin{bmatrix}1 & 0\\ 0 & 1\end{bmatrix}\right)}=e^{-\gamma L}S(\xi L)e^{\begin{bmatrix}-\frac{\Delta\gamma}{2}L & -(f-\xi)L\\ (f-\xi)L & \frac{\Delta\gamma}{2}L\end{bmatrix}}. \tag{V-10}$$

Pour compléter le développement, il suffit de calculer la fonction exponentielle appliquée à une matrice d'ordre 2, selon la même technique qu'employée pour la fonction logarithme néperien. On obtient alors:

$$\begin{aligned}F(f,L)&=e^{-\gamma L}S(\xi L)\left(\frac{e^{b(f)L}-e^{-b(f)L}}{2}\begin{bmatrix}-\frac{\Delta\gamma}{2b(f)} & -\frac{(f-\xi)}{b(f)}\\ \frac{f-\xi}{b(f)} & \frac{\Delta\gamma}{2b(f)}\end{bmatrix}+\frac{e^{b(f)L}+e^{-b(f)L}}{2}\begin{bmatrix}1 & 0\\ 0 & 1\end{bmatrix}\right)\\ &=e^{-\gamma L}S(\xi L)\begin{bmatrix}\cosh(b(f)L)-\frac{\Delta\gamma}{2b(f)}\sinh(b(f)L) & -\frac{f-\xi}{b(f)}\sinh(b(f)L)\\ \frac{f-\xi}{b(f)}\sinh(b(f)L) & \cosh(b(f)L)+\frac{\Delta\gamma}{2b(f)}\sinh(b(f)L)\end{bmatrix},\end{aligned} \tag{V-11}$$

avec

$$b(f)=\sqrt{\left(\frac{\Delta\gamma}{2}\right)^2-(f-\xi)^2}. \tag{V-12}$$

L'équation (V-11) est un modèle de la fibre optique de type "Spun Hi-Bi".

ANNEXE VI

FONCTION DE TRANSFERT DU CAPTEUR INTERFÉROMÉTRIQUE À BOUCLE DÉPOLARISÉE APPLIQUÉ AU CAS PARTICULIER DE LA MESURE DU COURANT ÉLECTRIQUE

Il s'agit maintenant de formuler la fonction de transfert d'un capteur interférométrique à boucle dépolarisée dans le cas particulier de la mesure du courant électrique. La bobine de fibre optique de l'interféromètre étant constituée de fibre de type "Spun Hi-Bi", le modèle $\boldsymbol{SHB}(f,L)$ développé à la section précédente sera utilisé pour la représenter. Nous pouvons, sans perte de généralité (nous le démontrerons ultérieurement), considérer l'orientation angulaire de cette fibre vue en sens horaire comme référence. Ainsi, en sens horaire, la matrice $K_h\boldsymbol{M}_h$ représentant la bobine est donnée par:

$$\begin{aligned} K_h\boldsymbol{M}_h &= K_h\begin{bmatrix} A & D \\ C & B \end{bmatrix} = \boldsymbol{SHB}(f,L) \\ &= e^{-\gamma L}\boldsymbol{S}(\xi L)\begin{bmatrix} \cos(b(f)L) - j\cos(\theta(f))\sin(b(f)L) & -\sin(\theta(f))\sin(b(f)L) \\ \sin(\theta(f))\sin(b(f)L) & \cos(b(f)L) + j\cos(\theta(f))\sin(b(f)L) \end{bmatrix}. \end{aligned} \tag{VI-1}$$

En sens anti-horaire, le modèle $\boldsymbol{SHB}(f,L)$ sera également utilisé. Toutefois, deux particularités sont à souligner. D'abord, l'effet Faraday étant non-réciproque, il faut utiliser $\boldsymbol{SHB}(-f,L)$ au lieu de $\boldsymbol{SHB}(f,L)$. Ensuite, à cause du pas de torsion de la fibre de type "Spun Hi-Bi", son orientation angulaire est de $-\xi L$. La matrice $K_{ah}\boldsymbol{M}_{ah}$ est donc:

$$\begin{aligned} K_{ah}\boldsymbol{M}_{ah} &= K_{ah}\begin{bmatrix} E & H \\ G & F \end{bmatrix} = \boldsymbol{S}(-\xi L)\boldsymbol{SHB}(-f,L)\boldsymbol{S}(\xi L) \\ &= e^{-\gamma L}\begin{bmatrix} \cos(b(-f)L) - j\cos(\theta(-f))\sin(b(-f)L) & -\sin(\theta(-f))\sin(b(-f)L) \\ \sin(\theta(-f))\sin(b(-f)L) & \cos(b(-f)L) + j\cos(\theta(-f))\sin(b(-f)L) \end{bmatrix}\boldsymbol{S}(\xi L). \end{aligned} \tag{VI-2}$$

Remarquant que $K_h = K_{ah} = K = e^{-\gamma L}$ et que les matrices $\boldsymbol{M}_h$ et $\boldsymbol{M}_{ah}$ sont unitaires, la fonction de transfert énoncée à l'équation (III-7) s'applique. De plus, en se référant à l'équation (III-10), on constate que $\boldsymbol{R}_h = \boldsymbol{R}_{ah} = \boldsymbol{S}(\xi L)$. Ainsi, exploitant la propriété

intéressante mise en évidence à l'annexe III, la fonction de transfert résultante sera la même si on élimine cette dernière matrice. Alors, on peut considérer:

$$
\begin{aligned}
K_h M_h &= K\begin{bmatrix} P & -Q^* \\ Q & P^* \end{bmatrix} \\
&= e^{-\gamma L}\begin{bmatrix} \cos(b(f)L) - j\cos(\theta(f))\sin(b(f)L) & -\sin(\theta(f))\sin(b(f)L) \\ \sin(\theta(f))\sin(b(f)L) & \cos(b(f)L) + j\cos(\theta(f))\sin(b(f)L) \end{bmatrix},
\end{aligned}
\tag{VI-3}
$$

et

$$
\begin{aligned}
K_{ah} M_{ah} &= K\begin{bmatrix} R & -S^* \\ S & R^* \end{bmatrix} \\
&= e^{-\gamma L}\begin{bmatrix} \cos(b(-f)L) - j\cos(\theta(-f))\sin(b(-f)L) & -\sin(\theta(-f))\sin(b(-f)L) \\ \sin(\theta(-f))\sin(b(-f)L) & \cos(b(-f)L) + j\cos(\theta(-f))\sin(b(-f)L) \end{bmatrix}.
\end{aligned}
\tag{VI-4}
$$

Reportant les équations (VI-3) et (VI-4) dans l'équation (III-7) de la section précédente, on obtient:

$$
\begin{aligned}
P_s = \frac{P_e}{4} e^{-2\alpha L}(&2 - \cos(b(f)L)\cos(b(-f)L) \\
&- \sin(b(f)L)\sin(b(-f)L)(\cos(\theta(f))\cos(\theta(-f)) + \sin(\theta(f))\sin(\theta(-f)))).
\end{aligned}
\tag{VI-5}
$$

Dans un cas pratique, le pas de torsion de la fibre de type "Spun Hi-Bi" est de l'ordre de 10 mm (674). Ceci donne un taux de torsion ξ de l'ordre de 600 rad/m. En ce qui concerne l'effet Faraday, pour une fibre de silice ordinaire parcourue par une lumière de 780 nm de longueur d'onde dans le vide, la rotation obtenue est de l'ordre de

$$f = 952 \times 10^{-9} \frac{I}{D} \text{rad/m}, \tag{VI-6}$$

I étant le courant en ampères et D le diamètre de la bobine de fibre optique en mètres (362). Pour un courant de l'ordre de 100 kA et un diamètre de l'ordre de 20 cm, on obtient une rotation Faraday f de l'ordre de 0,5 rad/m. La rotation Faraday étant inférieure au taux de torsion ξ de trois ordres de grandeur, f est négligeable devant ξ. Ainsi:

$$\cos(\theta(f)) \approx \cos(\theta(-f)) \approx \cos(\theta(0)), \quad \sin(\theta(f)) \approx \sin(\theta(-f)) \approx \sin(\theta(0)). \tag{VI-7}$$

L'équation (VI-5) devient alors:

$$\begin{aligned} P_s &\approx \frac{P_e}{4} e^{-2\alpha L}(2 - \cos(b(f)L)\cos(b(-f)L) - \sin(b(f)L)\sin(b(-f)L)) \\ &\approx \frac{P_e}{4} e^{-2\alpha L}(2 - \cos((b(-f) - b(f))L)). \end{aligned} \tag{VI-8}$$

À partir de l'équation (2-5), l'argument de la fonction cosinus de l'équation (VI-8) s'exprime ainsi:

$$b(-f) - b(f) = \sqrt{\left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2 + (f+\xi)^2} - \sqrt{\left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2 + (f-\xi)^2}. \tag{VI-9}$$

Il est possible d'approximer l'équation (VI-9) par les deux premiers termes de sa série de Maclaurin (49):

$$b(-f)-b(f)\approx\frac{2f}{\sqrt{\left(\frac{\Delta\beta}{2\xi}\right)^2+1}}, \tag{VI-10}$$

On peut vérifier que pour $f << \xi$, l'erreur d'approximation est très petite. Reportant l'équation (VI-10) dans l'équation (VI-8), on a:

$$P_s\approx\frac{P_e}{4}e^{-2\alpha L}\left(2-\cos\left(\frac{2fL}{\sqrt{\left(\frac{\Delta\beta}{2\xi}\right)^2+1}}\right)\right). \tag{VI-11}$$

Les fibres optiques de type "Spun Hi-Bi" sont généralement qualifiées par leur longueur de battement avant tournage L_p ("unspun beat length") et leur pas de torsion L_t. L_p et L_t étant liés à $\Delta\beta$ et ξ par les relations suivantes:

$$L_p=\frac{2\pi}{\Delta\beta},\ L_t=\frac{2\pi}{\xi}, \tag{VI-12}$$

l'équation (VI-11) peut s'exprimer ainsi:

$$P_s\approx\frac{P_e}{4}e^{-2\alpha L}\left(2-\cos\left(\frac{2fL}{\sqrt{\left(\frac{L_t}{2L_p}\right)^2+1}}\right)\right). \tag{VI-13}$$

Il est utile de définir un facteur de sensibilité S qui quantifie la sensibilité du capteur en fonction des paramètres L_p et L_t:

$$S \doteq \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{L_t}{2L_p}\right)^2 + 1}}. \qquad \text{(VI-14)}$$

Ce facteur de sensibilité S permet d'évaluer la sensibilité du capteur au courant en fonction de la nature de la fibre de type "Spun Hi-Bi". Laming et Payne ont déjà défini un facteur utilisé à la même fin (362). Toutefois, leur facteur est différent de celui énoncé ici puisque ceux-ci ont étudié une topologie différente de capteur optique de courant.

Reportant l'équation (VI-14) dans l'équation (VI-13), on obtient finalement la fonction de transfert du capteur interférométrique à boucle dépolarisée dans le cas particulier de la mesure du courant électrique:

$$P_s \approx \frac{P_e}{4} e^{-2\alpha L}(2 - \cos(2SfL)). \qquad \text{(VI-15)}$$

ANNEXE VII

DÉVELOPPEMENT MATHÉMATIQUE RELATIF À L'EFFET DE L'INCLUSION D'UN PSEUDO-DÉPOLARISEUR DANS UN INTERFÉROMÈTRE EN ANNEAU

Soit le capteur interférométrique à boucle dépolarisée illustré à la figure 2.1. Nous voulons montrer mathématiquement que des perturbations induites par les vibrations mécaniques aux points 3 et 4 n'ont aucun effet sur la fonction de transfert du capteur. Pour ce faire, nous ferons les hypothèses que l'effet des vibrations mécaniques est adiabatique et réciproque. L'hypothèse d'adiabatisme est justifiée par le fait qu'il n'y a pas de pertes de puissance optique lors du couplage d'énergie entre les modes propres causé par les vibrations. L'hypothèse de réciprocité implique que l'on traitera uniquement le cas où le temps d'existence des perturbations est beaucoup plus grand que le temps de transit de la lumière dans la bobine de fibre optique.

En raison des hypothèses d'adiabatisme et de réciprocité, la matrice de Jones $\boldsymbol{P}$ qui représente une perturbation au point 3 et au point 4 est unitaire et réciproque. Les équations (II-11) et (II-12) deviennent ainsi, pour une perturbation au point 3:

$$\boldsymbol{E}_{3ah}=\boldsymbol{P}_{ah}\boldsymbol{K}_{ah}\boldsymbol{M}_{ah}\boldsymbol{E}_{4ah}, \qquad \text{(VII-1)}$$

$$\boldsymbol{E}_{4ah}=\boldsymbol{K}_{h}\boldsymbol{M}_{h}\boldsymbol{P}_{h}\boldsymbol{E}_{3h}. \qquad \text{(VII-2)}$$

Pour une perturbation au point 4:

$$E_{3ah}=K_{ah}M_{ah}P_{ah}E_{4ah}, \qquad \text{(VII-3)}$$

$$E_{4h}=P_hK_hM_hE_{3h}. \qquad \text{(VII-4)}$$

On remarque alors qu'une perturbation au point 3 ou au point 4 a la même représentation mathématique que la factorisation d'une matrice unitaire réciproque hors de la matrice représentant la bobine de fibre optique, tel que décrit aux équations (III-8) et (III-10). Exploitant maintenant la propriété intéressante mise en évidence à l'annexe III, on peut affirmer que, sous réserve des hypothèses d'adiabatisme et de réciprocité, les perturbations en 3 et en 4 n'ont aucun effet sur la fonction de transfert du capteur interférométrique à boucle dépolarisée. D'ailleurs, ceci a été vérifié expérimentalement par Van Neste, Belleville et Caron 1994 (674). Ces derniers ont montré que, en l'absence d'un pseudo-dépolariseur, la fonction de transfert du capteur était dépendante de l'ajustement d'un contrôleur de polarisation inséré dans la boucle. Ils ont de plus montré que l'ajout du pseudo-dépolariseur élimine cette dépendance, ce qui est consistant avec ce qui vient d'être montré mathématiquement.

ANNEXE VIII

IMPORTANCE DE LA POSITION DU PSEUDO-DÉPOLARISEUR

La robustesse aux vibrations mécaniques dépend du fait que le pseudo-dépolariseur soit situé dans la boucle de l'interféromètre. On peut prouver cette affirmation en calculant la fonction de transfert d'un montage comme celui de la figure VIII.1 à l'aide du formalisme des matrices de Jones (302) et du formalisme des matrices de cohérence (487). Pour ce montage, on considère qu'une perturbation adiabatique et réciproque, située au point 2, est modélisée par la matrice $\boldsymbol{P}_h$ en sens horaire et la matrice $\boldsymbol{P}_{ah}$ en sens anti-horaire telles que:

$$\boldsymbol{P}_h = \begin{bmatrix} A & -B^* \\ B & A^* \end{bmatrix}, \quad \boldsymbol{P}_{ah} = \begin{bmatrix} A & -B \\ B^* & A^* \end{bmatrix}, \tag{VIII-1}$$

où A et B sont des nombres complexes tels que:

$$|A|^2 + |B|^2 = 1. \tag{VIII-2}$$

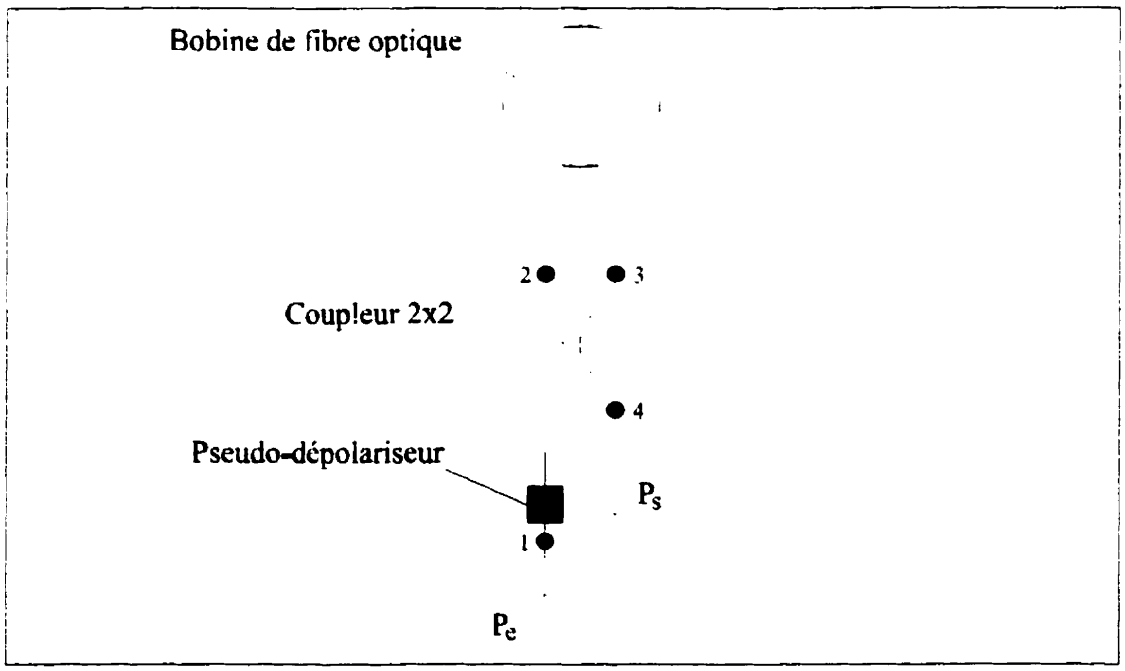


Figure VIII.1 Interféromètre avec pseudo-dépolariseur hors de sa boucle

La bobine de fibre optique est modélisée par les matrices $\boldsymbol{M}_h$ et $\boldsymbol{M}_{ah}$ définies à l'équation (III-5). On peut alors montrer que la puissance optique P_s sortant de l'interféromètre est reliée à la puissance optique P_e injectée dans l'interféromètre par la relation suivante:

$$P_s = \frac{P_e}{4}\Big(|K_h|^2 + |K_{ah}|^2 - 4\mathrm{Re}(K_h K_{ah}^* \mathrm{Re}(|A|^2 PR^* - A^* BQR^* + A^* B^* PS + A^{*2} Q^* S - AB^* PS^* + |B|^2 Q^* S^* + B^{*2} PR + A^* B^* Q^* R))\Big). \quad \text{(VIII-3)}$$

Puisque les éléments A et B associés à la perturbation sont présents dans l'équation (VIII-3), il est alors prouvé que la topologie de la figure VIII.1 est sensible aux perturbations situées au point 2. Un calcul similaire peut se faire pour une perturbation au point 3. Cette constatation de l'importance de la localisation du pseudo-dépolariseur dans la boucle de l'interféromètre est consistante avec les résultats obtenus par Malykin et al. (409, 410, 411, 412).

Dans l'annexe III, l'orientation angulaire de la fibre "Spun Hi-Bi" vue en sens horaire a été prise comme référence et il a été mentionné qu'il serait démontré que ce choix n'amenait aucune perte de généralité. Cette démonstration est maintenant faite. En effet, si nous considérons une orientation angulaire quelconque comme référence, on doit compléter les équations (II-11) et (II-12) par des matrices de rotation qui sont unitaires et réciproques. On peut donc encore une fois exploiter la propriété intéressante mise en évidence à l'annexe III. Du même coup, il est démontré que le choix arbitraire de référence d'orientation angulaire de l'annexe VI n'amène aucune perte de généralité.

ANNEXE IX

EXPLICATION DU COMPORTEMENT OBSERVÉ AVEC COUPLEUR 3×3 COMME SITE D'INTERFÉRENCE

La divergence de comportement entre le domaine de la mesure gyroscopique et celui de la mesure du courant électrique est dû au fait que les phénomènes physiques exploités agissent différemment sur la lumière. L'effet Sagnac agit de la même façon sur chacun des deux modes propres de propagation de la lumière dans la bobine de fibre optique. Il agit en *mode commun*. Ainsi, la contribution à l'interférence de chaque mode propre est la même et on peut montrer mathématiquement que les fonctions de transfert sont effectivement décalées de 120°.

En ce qui concerne l'effet Faraday, celui-ci a un effet contraire sur les deux modes propres de propagation dans la bobine de fibre optique. Il agit en *mode différentiel*. Si un seul mode propre, appellons-le mode 1, est présent dans la bobine, l'effet de l'utilisation d'un coupleur 3×3 sur les fonctions de transfert est le même que pour la mesure gyroscopique. Elles sont alors exprimées par:

$$\begin{aligned} P_{s1} &= K_1(2+\cos(K_0 I(t)+\frac{2\pi}{3})), \\ P_{s2} &= K_2(2+\cos(K_0 I(t))), \\ P_{s3} &= K_1(2+\cos(K_0 I(t)-\frac{2\pi}{3})), \end{aligned} \tag{IX-1}$$

$K_{0,1,2}$ étant des constantes qui dépendent de la puissance injectée P_e et de la construction du capteur et $I(t)$ étant le courant à mesurer.

Si seulement l'autre mode, le mode 2, est présent dans la bobine de l'interféromètre, les fonctions de transfert de P_{s1} et P_{s3} sont interchangées puisque l'effet Faraday agit de façon contraire sur les deux modes propres de propagation. Les fonctions de transfert sont alors:

$$\begin{aligned} P_{s1} &= K_1(2+\cos(K_0 I(t)-\frac{2\pi}{3})), \\ P_{s2} &= K_2(2+\cos(K_0 I(t))), \\ P_{s3} &= K_1(2+\cos(K_0 I(t)+\frac{2\pi}{3})). \end{aligned} \tag{IX-2}$$

Maintenant, si les deux modes 1 et 2 sont présents dans des proportions respectives α et β ($\alpha+\beta=1$), les fonctions de transfert correspondent à la somme pondérée des fonctions de transfert obtenues pour chacun des modes:

$$\begin{aligned} P_{s1} &= \alpha\left(K_1\left(2+\cos\left(K_0 I(t)+\frac{2\pi}{3}\right)\right)\right)+\beta\left(K_1\left(2+\cos\left(K_0 I(t)-\frac{2\pi}{3}\right)\right)\right) \\ &= 2(\alpha+\beta)K_1 - K_1\sqrt{\alpha^2-\alpha\beta+\beta^2}\cos\left(K_0 I(t)+\arctan\left(\frac{\sqrt{3}(\beta-\alpha)}{\alpha+\beta}\right)\right), \\ P_{s2} &= (\alpha+\beta)(K_2(2+\cos(K_0 I(t))) = K_2(2+\cos(K_0 I(t)))), \\ P_{s3} &= \alpha\left(K_1\left(2+\cos\left(K_0 I(t)-\frac{2\pi}{3}\right)\right)\right)+\beta\left(K_1\left(2+\cos\left(K_0 I(t)+\frac{2\pi}{3}\right)\right)\right) \\ &= 2(\alpha+\beta)K_1 - K_1\sqrt{\alpha^2-\alpha\beta+\beta^2}\cos\left(K_0 I(t)+\arctan\left(\frac{\sqrt{3}(\alpha-\beta)}{\alpha+\beta}\right)\right). \end{aligned} \tag{IX-3}$$

On voit ainsi que la fonction de transfert de la puissance de sortie de la branche centrale P_{s2} est indépendante de la proportion entre les modes 1 et 2. Toutefois, les fonctions de transfert des puissances de sorties des branches latérales P_{s1} et P_{s3} sont fortement

dépendantes de la proportion entre les modes 1 et 2. Ceci explique le comportement du montage de la figure 3.1 a).

En ce qui concerne le comportement du montage de la figure 3.1 b), l'utilisation d'un pseudo-dépolariseur de chaque côté de la bobine fait en sorte que les deux modes propres sont excités de façon égale ($\alpha = \beta = 0{,}5$) et ce, peu importe l'état de polarisation de la lumière injectée dans le capteur. Ainsi, la fonction de transfert de P_{s2} demeure la même qu'à l'équation (IX-2) alors que les fonctions de transfert de P_{s1} et P_{s3} deviennent égales:

$$P_{s1} = P_{s3} = 2K_1 - \frac{K_1}{2}\cos(K_o I(t)). \qquad \text{(IX-4)}$$

ANNEXE X

EFFET DU COUPLAGE DE MODES

Lorsqu'il a été énoncé qu'il fallait que la biréfringence linéaire de la préforme utilisée pour la fabrication de la fibre de type "Spun Hi-Bi" soit maximale, ceci sous-entendait que l'on cherchait à conserver l'intégrité des modes de propagation dans la bobine de mesure. Cette conservation de l'intégrité des modes de propagation est nécessaire puisque l'effet Faraday agit différemment sur l'un et l'autre des modes. Ceci peut être observé mathématiquement en exprimant la partie dépendant de l'effet Faraday du modèle de la fibre de type "Spun Hi-Bi" dans une base elliptique. La matrice de passage de la base linéaire à la base elliptique est la suivante:

$$\boldsymbol{P}=\begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) & j\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \\ j\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) & \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \end{bmatrix}. \qquad \text{(X-1)}$$

On obtient ainsi:

$$\boldsymbol{P}^{-1}\boldsymbol{S}(\xi L)^{-1}\boldsymbol{SHB}(f,L)\boldsymbol{P}=\begin{bmatrix} e^{-jbL} & 0 \\ 0 & e^{jbL} \end{bmatrix}. \qquad \text{(X-2)}$$

On constate donc que l'un des modes propres de la fibre de type "Spun Hi-Bi" est ralenti par l'effet Faraday alors que l'autre est accéléré.

En incluant une bobine de modulation dans la boucle de l'interféromètre, nous nous trouvons à séparer la bobine de mesure en deux. Toujours dans la base elliptique, la matrice qui représente la mise en série de la bobine de mesure et de la bobine de modulation est la suivante:

$$\begin{bmatrix} e^{-jbL} & 0 \\ 0 & e^{jbL} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{-j(b_{mes}L_{mes}+b_{mod}L_{mod})} & 0 \\ 0 & e^{j(b_{mes}L_{mes}+b_{mod}L_{mod})} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{-jb_{mes}L_{mes}} & 0 \\ 0 & e^{jb_{mes}L_{mes}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{-jb_{mod}L_{mod}} & 0 \\ 0 & e^{jb_{mod}L_{mod}} \end{bmatrix} \tag{X-3}$$

où les indices *mes* et *mod* sont associés à la bobine de mesure et à la bobine de modulation respectivement. Supposons qu'un couplage de modes survienne entre la bobine de mesure et la bobine de modulation. Ce couplage peut être dû à une perturbation mécanique ou au fait que la fibre séparant les deux bobines n'a pas des modes propres elliptiques, comme c'est le cas avec la fibre monomode ordinaire. La matrice $\boldsymbol{C}$ représentant un tel couplage de modes peut être donnée comme suit (85):

$$\boldsymbol{C} = \begin{bmatrix} \sqrt{1-K} & \sqrt{K} \\ \sqrt{K} & \sqrt{1-K} \end{bmatrix}, \tag{X-4}$$

où K représente l'intensité du couplage de modes. Idéalement, $K = 0$ et alors $\boldsymbol{C} = \boldsymbol{I}$, la matrice identité.

Toutefois, pour $K \neq 0$, la matrice de l'équation (X-3) devient:

$$\begin{bmatrix} e^{-jb_{mes}L_{mes}} & 0 \\ 0 & e^{jb_{mod}L_{mod}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sqrt{1-K} & \sqrt{K} \\ \sqrt{K} & \sqrt{1-K} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{-jb_{mod}L_{mod}} & 0 \\ 0 & e^{jb_{mod}L_{mod}} \end{bmatrix}$$
$$= \begin{bmatrix} \sqrt{1-K}e^{-j(b_{mes}L_{mes}+b_{mod}L_{mod})} & \sqrt{K}e^{-j(b_{mes}L_{mes}-b_{mod}L_{mod})} \\ -\sqrt{K}e^{j(b_{mes}L_{mes}-b_{mod}L_{mod})} & \sqrt{1-K}e^{j(b_{mes}L_{mes}+b_{mod}L_{mod})} \end{bmatrix} \qquad \text{(X-5)}$$

Utilisant maintenant cette matrice pour calculer la fonction de transfert du capteur tel que montré à l'annexe VI, on obtient, sous l'hypothèse que l'effet Faraday est petit par rapport au pas de torsion de la fibre ξ:

$$P_s \approx \frac{P_e}{4} e^{-2\alpha(L_{mes}+L_{mod})}(2-(1-K)\cos(2(\theta_{mes}+\theta_{mod}))-K\cos(2(\theta_{mes}-\theta_{mod}))), \qquad \text{(X-6)}$$

où θ_{mes} et θ_{mod} sont les rotations Faraday associées à la bobine de mesure et à la bobine de modulation respectivement.

ANNEXE XI

FONCTION DE TRANSFERT DU CAPTEUR INTERFÉROMÉTRIQUE À BOUCLE DÉPOLARISÉE COMPORTANT UNE FIBRE À POLARISATION ELLIPTIQUE UNIQUE

On peut déterminer la fonction de transfert théorique d'un capteur interférométrique à boucle dépolarisée qui comprend une fibre à polarisation elliptique unique entre sa bobine de mesure et sa bobine de modulation. Se référant à la figure 4.1 et travaillant dans une base elliptique, la matrice M_h modélisant l'ensemble bobine de mesure - fibre à polarisation elliptique unique - bobine de modulation est donnée par:

$$\begin{aligned} M_h &= e^{-\gamma L}\begin{bmatrix} e^{-jb(f_{mod})L_{mod}} & 0 \\ 0 & e^{jb(f_{mod})L_{mod}} \end{bmatrix}\begin{bmatrix} \sqrt{1-K} & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} e^{-jb(f_{mes})L_{mes}} & 0 \\ 0 & e^{jb(f_{mes})L_{mes}} \end{bmatrix} \\ &= e^{-\gamma L}\sqrt{1-K}\begin{bmatrix} e^{-j(b(f_{mod})L_{mod}+b(f_{mes})L_{mes})} & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}, \end{aligned} \tag{XI-1}$$

où les indices *mod* et *mes* sont associés à la bobine de modulation et à la bobine de mesure respectivement. On considère que ces bobines sont constituées de fibre optique de type "Spun Hi-Bi" de caractéristiques identiques, γ étant leur constante de propagation. La somme de la longueur des deux fibres de type "Spun Hi-Bi" constituant ces bobines est donnée par $L = L_{mod} + L_{mes}$. Pour simplifier le calcul, on utilise un modèle idéal de la fibre à polarisation elliptique unique et on considère que les axes des différentes fibres sont bien alignés aux endroits de fusion.

En sens anti-horaire, la matrice $\boldsymbol{M}_{ah}$ complémentaire à la matrice $\boldsymbol{M}_h$ est donnée par:

$$\begin{aligned}\boldsymbol{M}_{ah} &= e^{-\gamma L}\begin{bmatrix} e^{-jb(-f_{mes})L_{mes}} & 0 \\ 0 & e^{jb(-f_{mes})L_{mes}} \end{bmatrix}\begin{bmatrix} \sqrt{1-K} & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} e^{-jb(-f_{mod})L_{mod}} & 0 \\ 0 & e^{jb(-f_{mod})L_{mod}} \end{bmatrix} \\ &= e^{-\gamma L}\sqrt{1-K}\begin{bmatrix} e^{-j(b(-f_{mod})L_{mod}+b(-f_{mes})L_{mes})} & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix},\end{aligned} \tag{XI-2}$$

où on utilise un signe négatif devant les rotations Faraday f par unité de longueur pour tenir compte de la non-réciprocité de l'effet Faraday.

Un capteur comportant une fibre à polarisation elliptique unique a un pouvoir polarisant. La lumière qui attaque l'interféromètre en sens anti-horaire voit d'abord cette fibre polarisante avant d'être dépolarisée. Ainsi, la quantité de lumière qui réussit à parcourir l'interféromètre est dépendante de l'état de polarisation de la lumière injectée dans l'interféromètre. Pour éviter d'avoir une variation de puissance optique en fonction de l'état de polarisation de la lumière injectée, il est nécessaire d'utiliser un deuxième pseudo-dépolariseur en dehors de l'interféromètre. Ce pseudo-dépolariseur externe est illustré dans la figure 4.1. Pour ce qui est de la lumière qui parcourt l'interféromètre en sens horaire, ce problème de sensibilité à l'état de polarisation n'existe pas puiqu'elle est d'abord dépolarisée avant d'attaquer la fibre polarisante.

Étant donné que la lumière injectée dans le capteur est dépolarisée, l'équation (III-3) s'applique. Utilisant les équations (XI-1) et (XI-2) dans celle-ci, on obtient la fonction de transfert recherchée:

$$P_s \approx \frac{P_e}{8} e^{-2\alpha L} \sqrt{1-K}(2-\cos(2S(f_{mod}L_{mod}+f_{mes}L_{mes}))). \qquad \text{(XI-3)}$$

ANNEXE XII

COMPTE RENDU DU DÉROULEMENT

DE L'ESSAI DE PRÉCISION EN TEMPÉRATURE

La mise en place du montage d'essai a eu lieu du 28 octobre au 30 octobre 1996 inclusivement. Les 31 octobre et 1er novembre 1996 ont permis d'installer les équipements électroniques, le conduit, les thermocouples et de compléter l'assemblage de la partie optique de la maquette.

Au matin du 1er novembre 1996, il fut constaté que la diode superluminescente de la source optique était brûlée. Les soupçons se sont tournés vers la source de courant alimentant cette diode. La diode fut remplacée et une autre source de courant fut employée pour alimenter celle-ci.

À la fin de la même journée, il fut constaté que la seconde diode était également brûlée. Le boîtier de la source optique étant chaud, on conclut que la diode a brûlé par emballement thermique. D'ailleurs, le courant tiré par le circuit de refroidissement avait atteint la limite de son alimentation.

Deux nouvelles diodes furent commandées au matin du 4 novembre 1996. Elles furent livrées dans la soirée du 7 novembre 1996. Le montage a donc repris le 8 novembre 1996. La source de courant employée pour alimenter la troisième diode était la source utilisée lorsque la première diode a brûlé. Le boîtier de la diode a été laissé ouvert afin de favoriser l'évacuation de sa chaleur.

En fin de soirée du 8 novembre 1996, il fut constaté que cette troisième diode avait, elle aussi, subi un emballement thermique. Il semble que son dissipateur de chaleur avait été fixé par deux gouttes d'adhésif au silicone et que, sous l'effet de la chaleur, ces gouttes d'adhésif ont soulevé légèrement le dissipateur le rendant ainsi totalement inefficace.

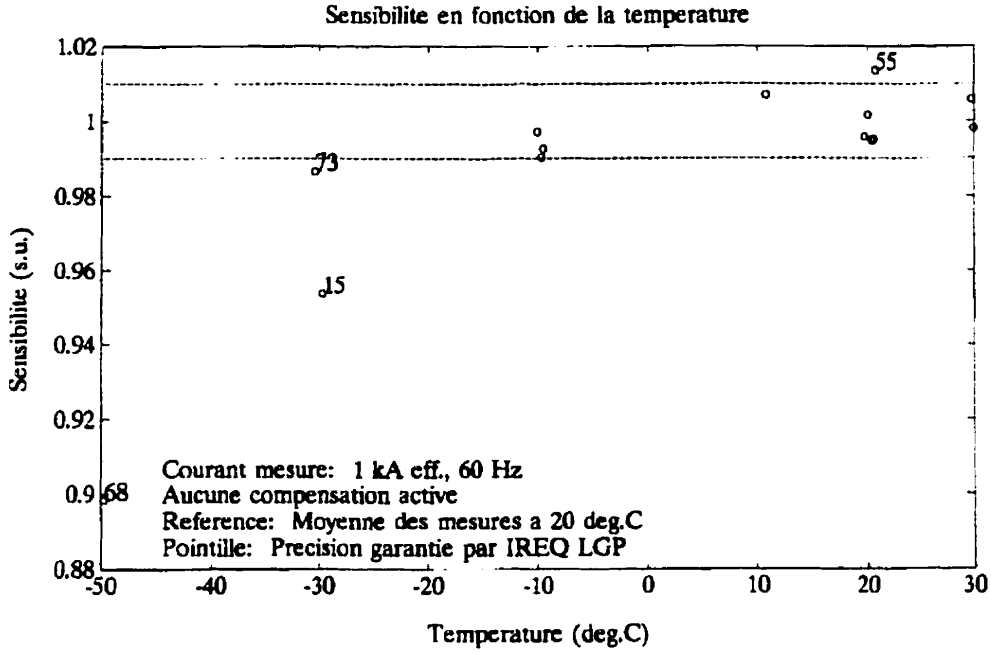
La quatrième diode fut donc installée en prenant soin de retenir son dissipateur en l'attachant sur la diode même au lieu de le coller. Également, un ventilateur installé à proximité de la diode permettait un refroidissement plus facile de celle-ci.

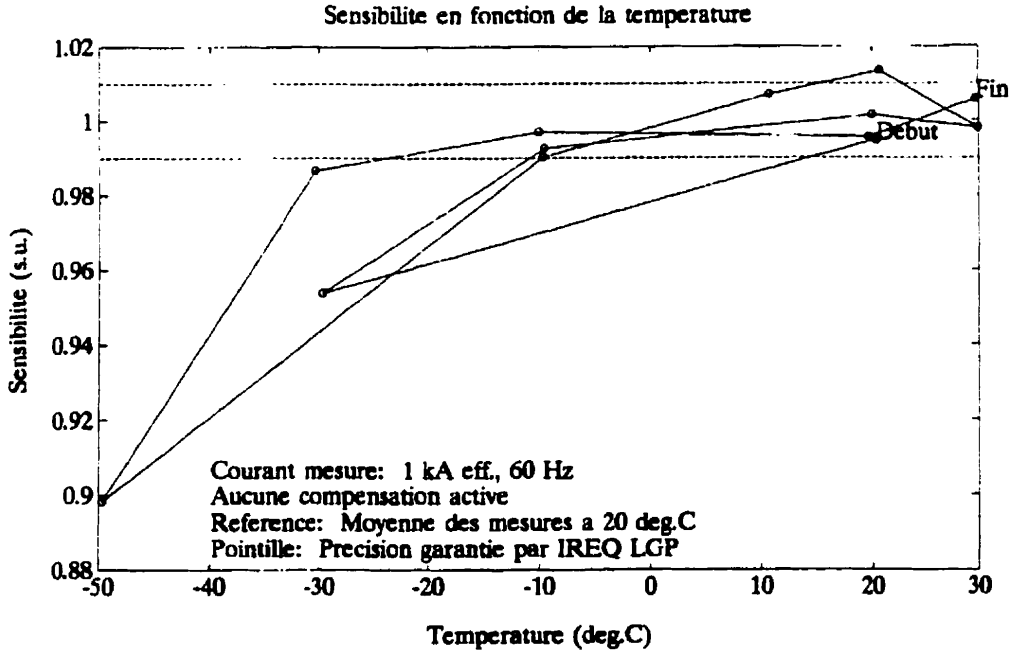
L'essai proprement dit a débuté le 10 novembre 1996 et s'est poursuivi jusqu'au 14 novembre 1996. Étant donné le temps perdu par la défaillance des diodes, les paliers effectués étaient de 20°C plutôt que de 10°C comme il avait été prévu initialement. De plus, la période de stabilisation a parfois été inférieure à 1 h.

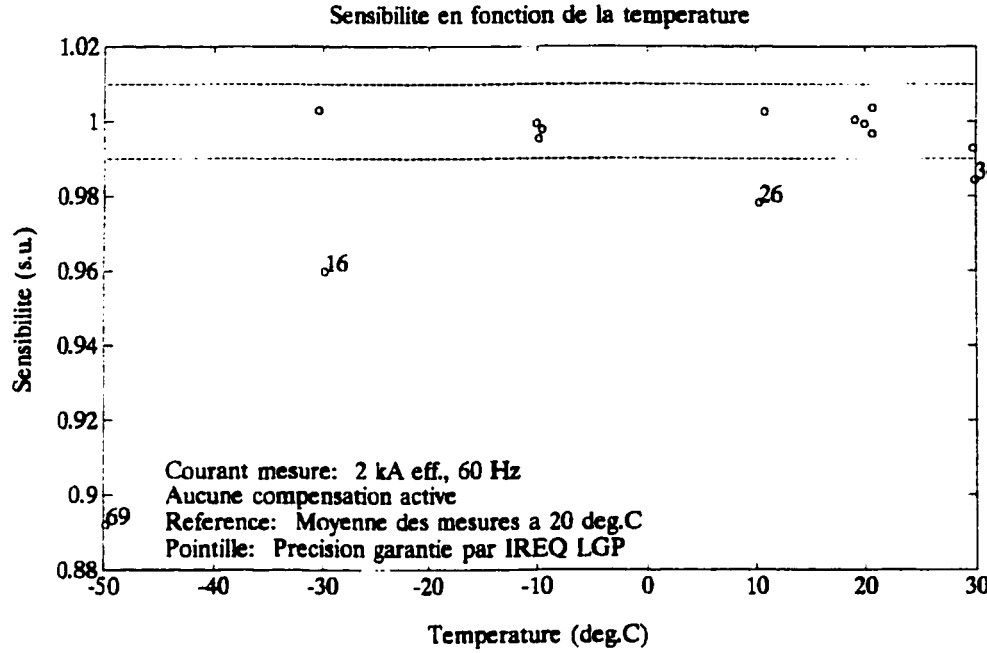
Pendant l'essai, une perte de synchronisme de la source de courant a été observée. Les signaux de cette période ont été enregistrés mais n'ont pas pu être traités par l'algorithme de traitement de signal.

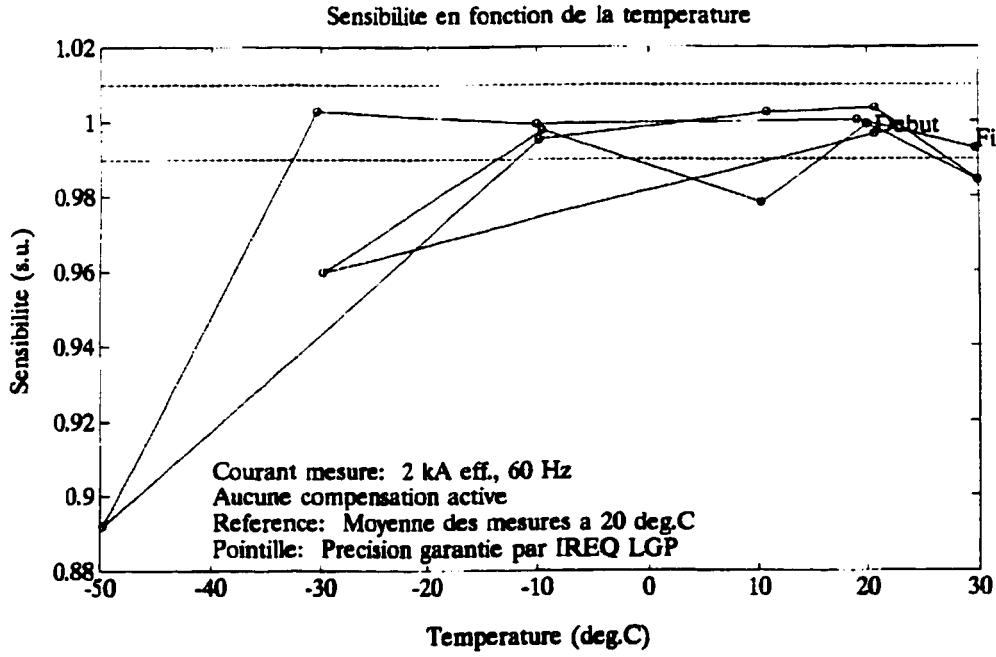
ANNEXE XIII

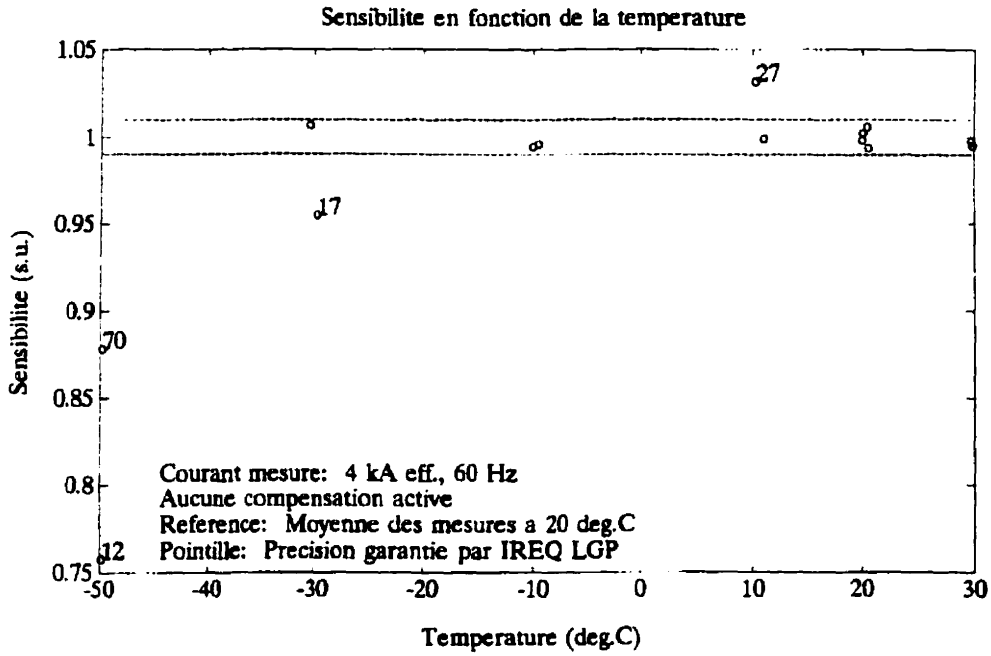
SENSIBILITÉ EN FONCTION DE LA TEMPÉRATURE POUR UN MÊME COURANT MESURÉ

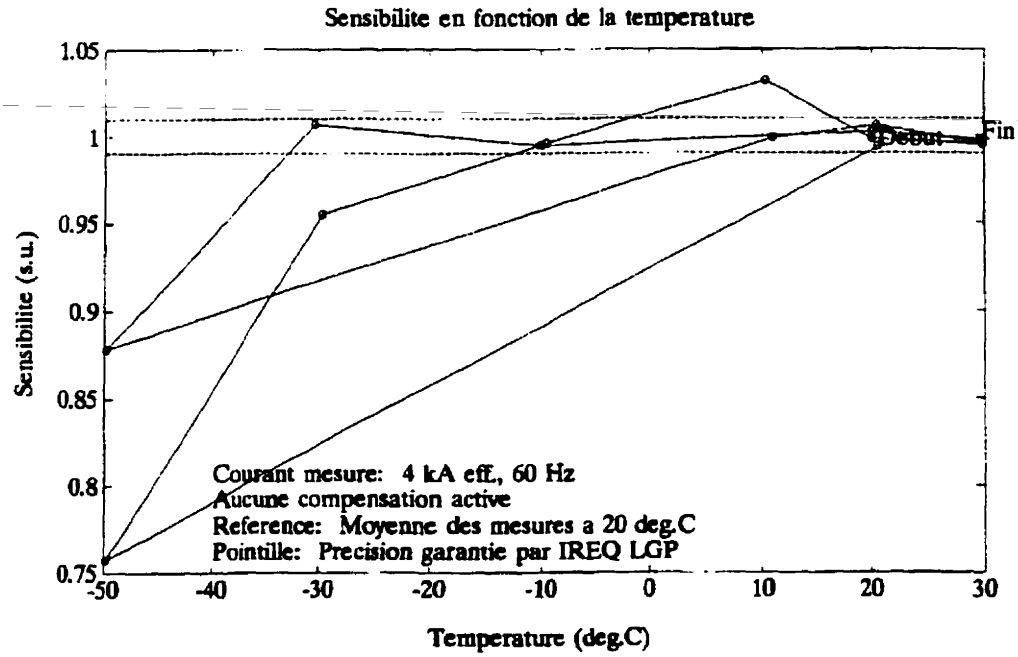

Sensibilite en fonction de la temperature
Sensibilite (s.u.)
Temperature (deg.C)
1.02
1
0.98
0.96
0.94
0.92
0.9
0.88
-50
-40
-30
-20
-10
0
10
20
30
55
73
15
68
Courant mesure: 1 kA eff., 60 Hz
Aucune compensation active
Reference: Moyenne des mesures a 20 deg.C
Pointille: Precision garantie par IREQ LGP

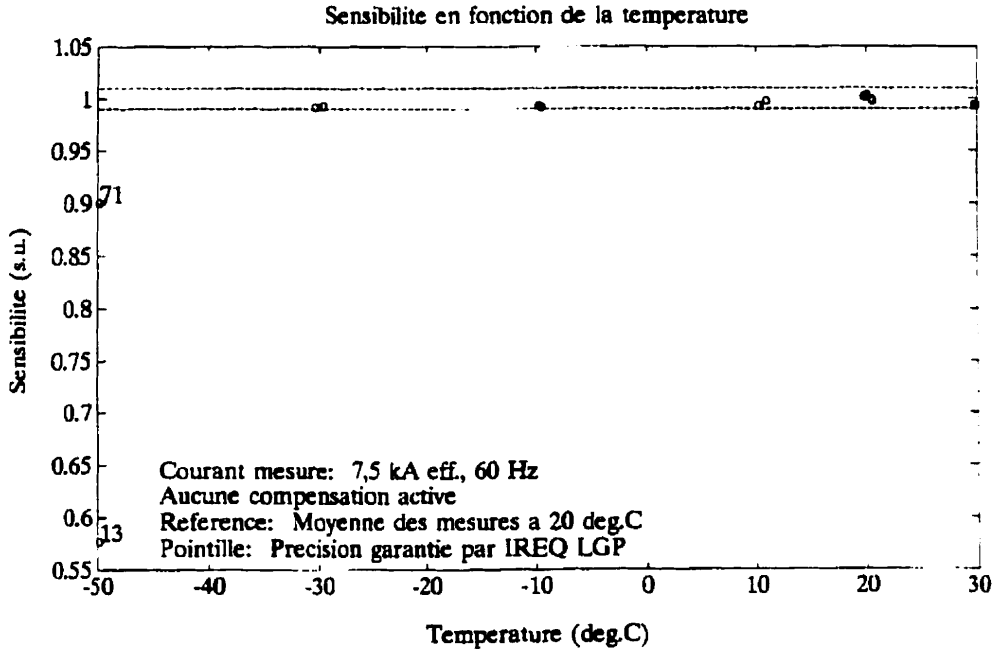

Sensibilite en fonction de la temperature
Sensibilite (s.u.)
Temperature (deg.C)
1.02
1
0.98
0.96
0.94
0.92
0.9
0.88
-50
-40
-30
-20
-10
0
10
20
30
Fin
Debut
Courant mesure: 1 kA eff., 60 Hz
Aucune compensation active
Reference: Moyenne des mesures a 20 deg.C
Pointille: Precision garantie par IREQ LGP

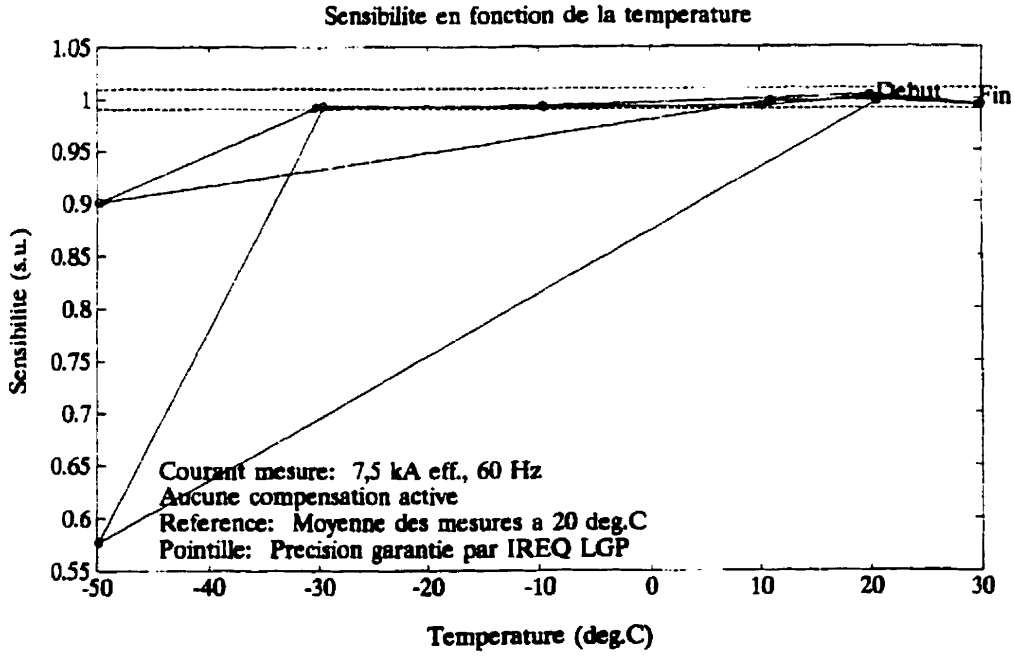

Sensibilite en fonction de la temperature
Sensibilite (s.u.)
Temperature (deg.C)
1.02
1
0.98
0.96
0.94
0.92
0.9
0.88
-50
-40
-30
-20
-10
0
10
20
30
16
26
36
69
Courant mesure: 2 kA eff., 60 Hz
Aucune compensation active
Reference: Moyenne des mesures a 20 deg.C
Pointille: Precision garantie par IREQ LGP

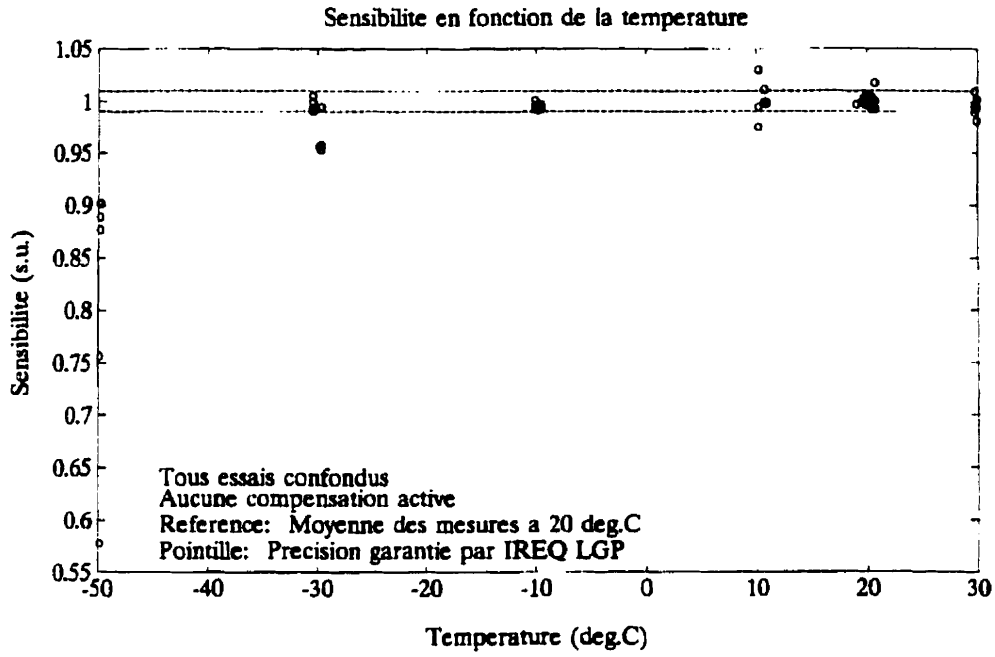

Sensibilite en fonction de la temperature
Sensibilite (s.u.)
Temperature (deg.C)
1.02
1
0.98
0.96
0.94
0.92
0.9
0.88
-50
-40
-30
-20
-10
0
10
20
30
Debut
Fin
Courant mesure: 2 kA eff., 60 Hz
Aucune compensation active
Reference: Moyenne des mesures a 20 deg.C
Pointille: Precision garantie par IREQ LGP


Sensibilite en fonction de la temperature
Sensibilite (s.u.)
Temperature (deg.C)
1.05
1
0.95
0.9
0.85
0.8
0.75
-50
-40
-30
-20
-10
0
10
20
30
27
17
70
12
Courant mesure: 4 kA eff., 60 Hz
Aucune compensation active
Reference: Moyenne des mesures a 20 deg.C
Pointille: Precision garantie par IREQ LGP


Sensibilite en fonction de la temperature
Sensibilite (s.u.)
Temperature (deg.C)
1.05
1
0.95
0.9
0.85
0.8
0.75
-50
-40
-30
-20
-10
0
10
20
30
Fin
Debut
Courant mesure: 4 kA eff., 60 Hz
Aucune compensation active
Reference: Moyenne des mesures a 20 deg.C
Pointille: Precision garantie par IREQ LGP

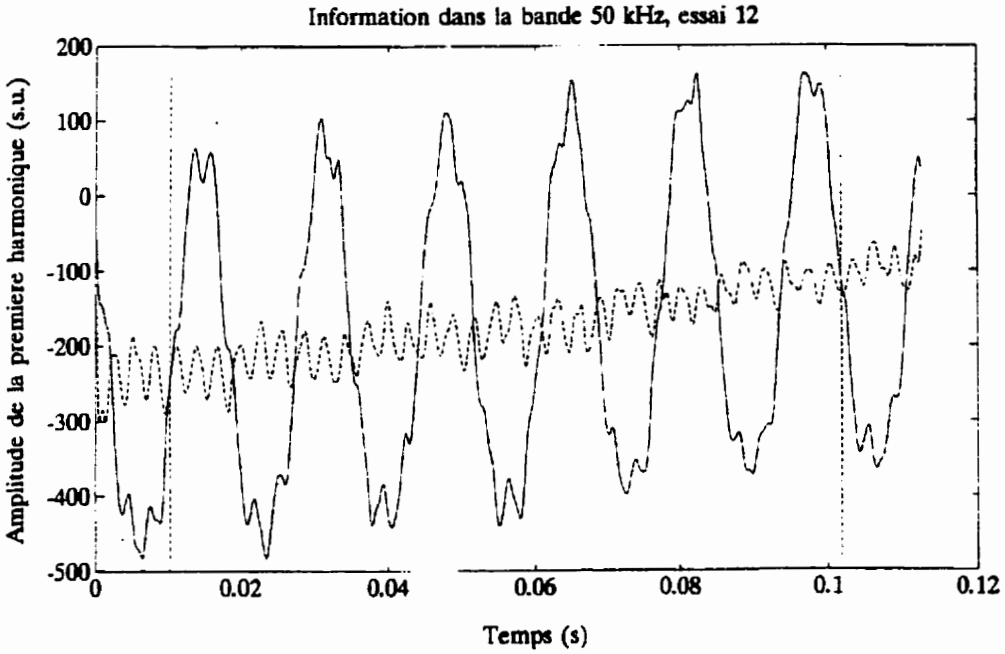

Sensibilite en fonction de la temperature
Sensibilite (s.u.)
Temperature (deg.C)
Courant mesure: 7,5 kA eff., 60 Hz
Aucune compensation active
Reference: Moyenne des mesures a 20 deg.C
Pointille: Precision garantie par IREQ LGP

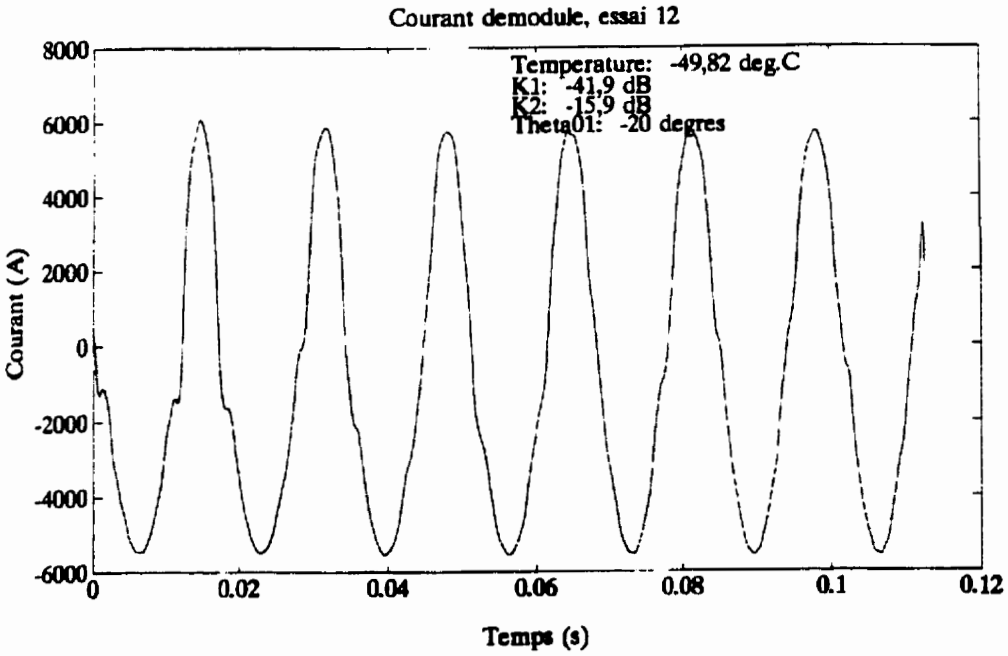

Sensibilite en fonction de la temperature
Sensibilite (s.u.)
Temperature (deg.C)
Debut
Fin
Courant mesure: 7,5 kA eff., 60 Hz
Aucune compensation active
Reference: Moyenne des mesures a 20 deg.C
Pointille: Precision garantie par IREQ LGP

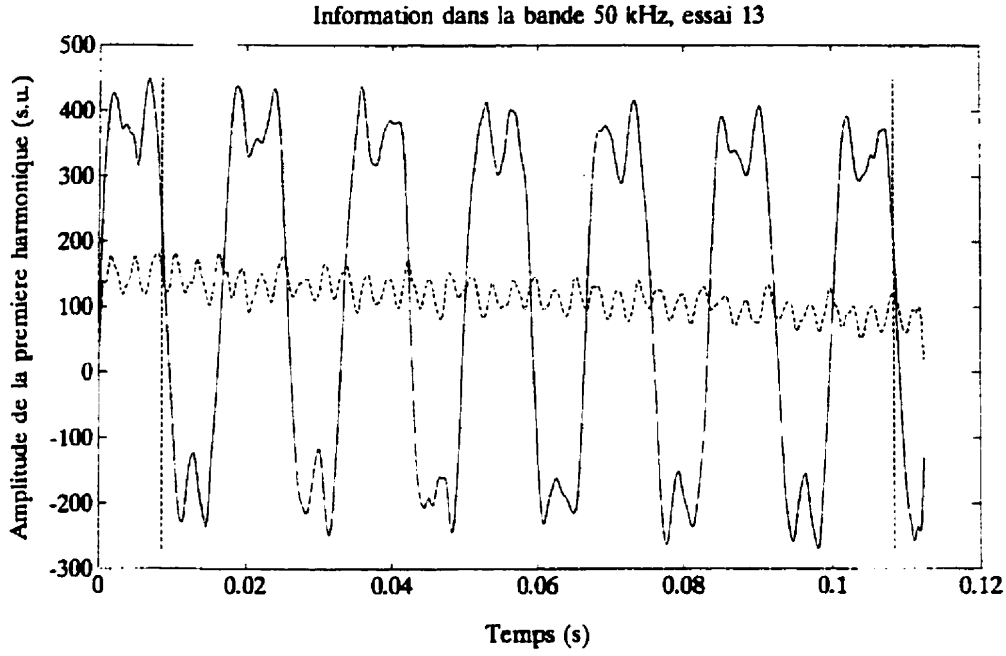

Sensibilite en fonction de la temperature
1.05
1
0.95
0.9
0.85
0.8
0.75
0.7
0.65
0.6
0.55
Sensibilite (s.u.)
-50
-40
-30
-20
-10
0
10
20
30
Temperature (deg.C)
Tous essais confondus
Aucune compensation active
Reference: Moyenne des mesures a 20 deg.C
Pointille: Precision garantie par IREQ LGP

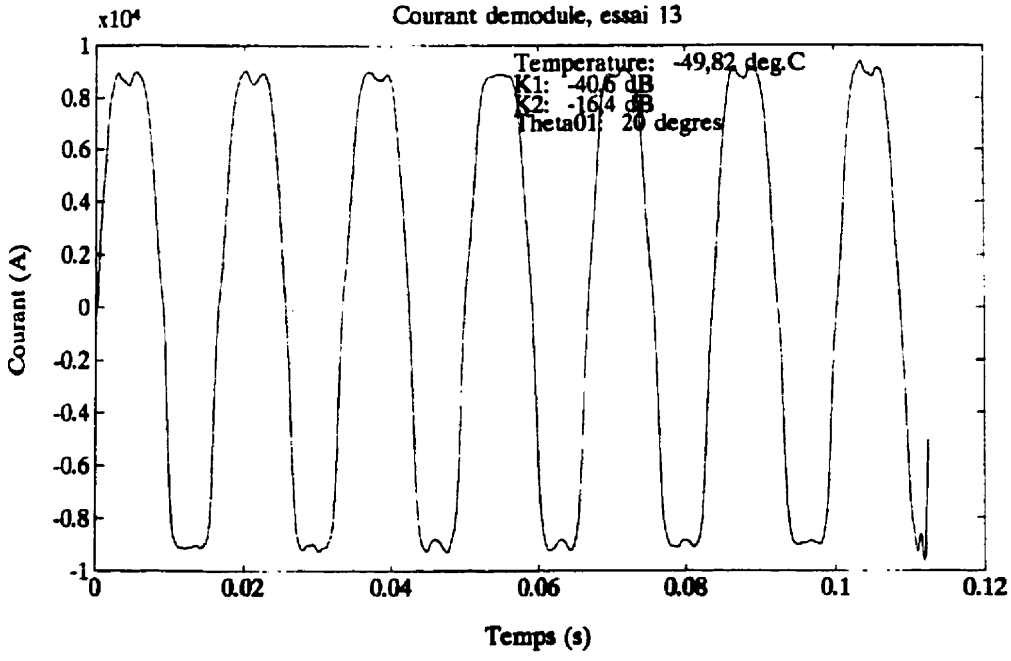
ANNEXE XIV

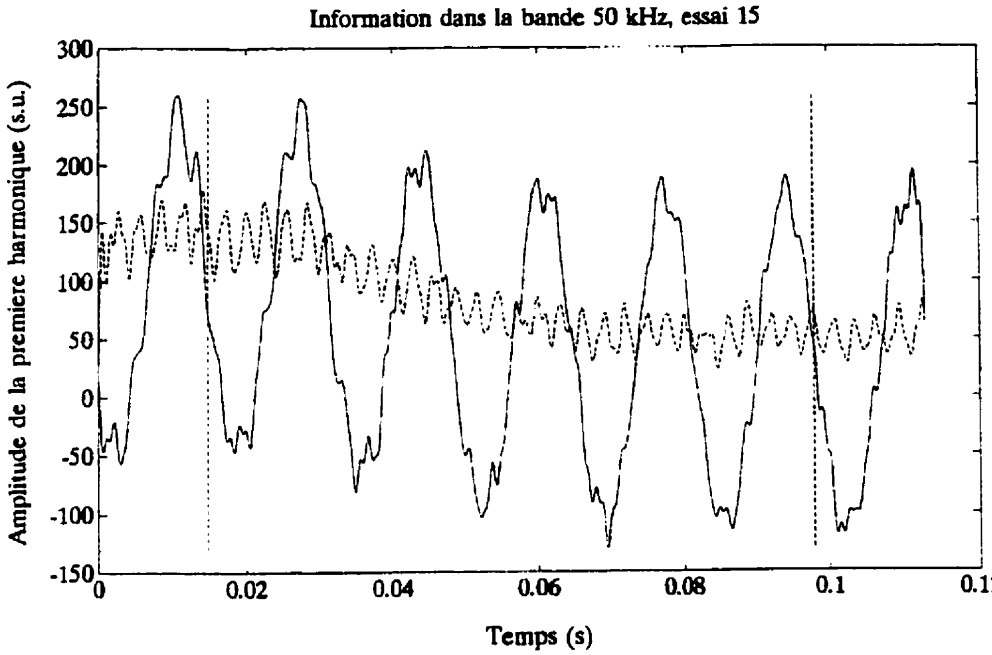
CAS PARTICULIER DES ESSAIS HORS TOLÉRANCE

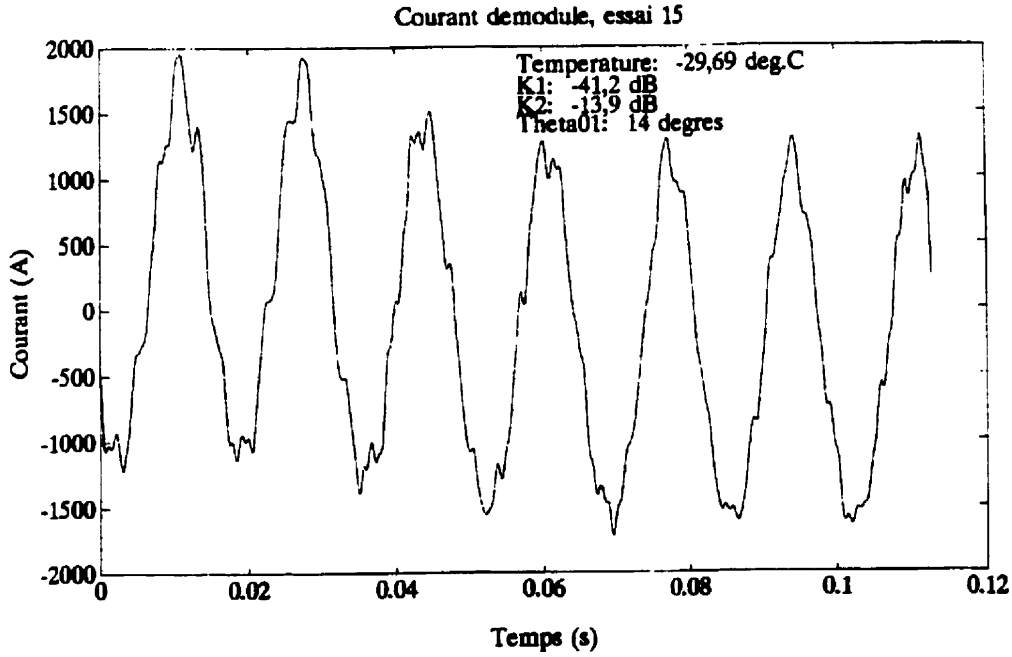

Information dans la bande 50 kHz, essai 12
Amplitude de la premiere harmonique (s.u.)
200
100
0
-100
-200
-300
-400
-500
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)

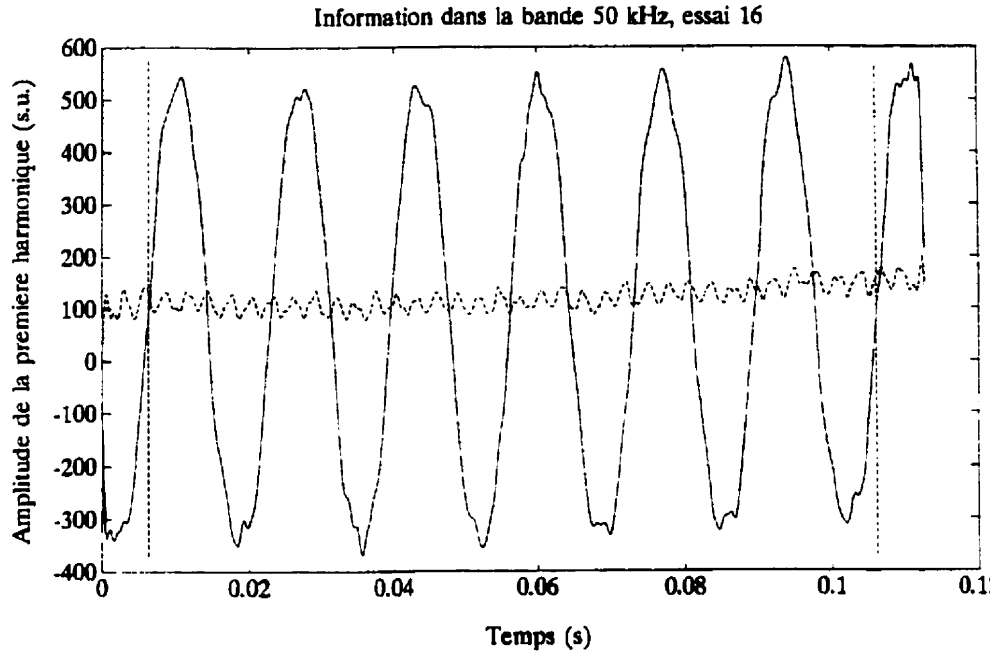

Courant demodule, essai 12
Temperature: -49,82 deg.C
K1: -41,9 dB
K2: -15,9 dB
Theta01: -20 degres
Courant (A)
8000
6000
4000
2000
0
-2000
-4000
-6000
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)

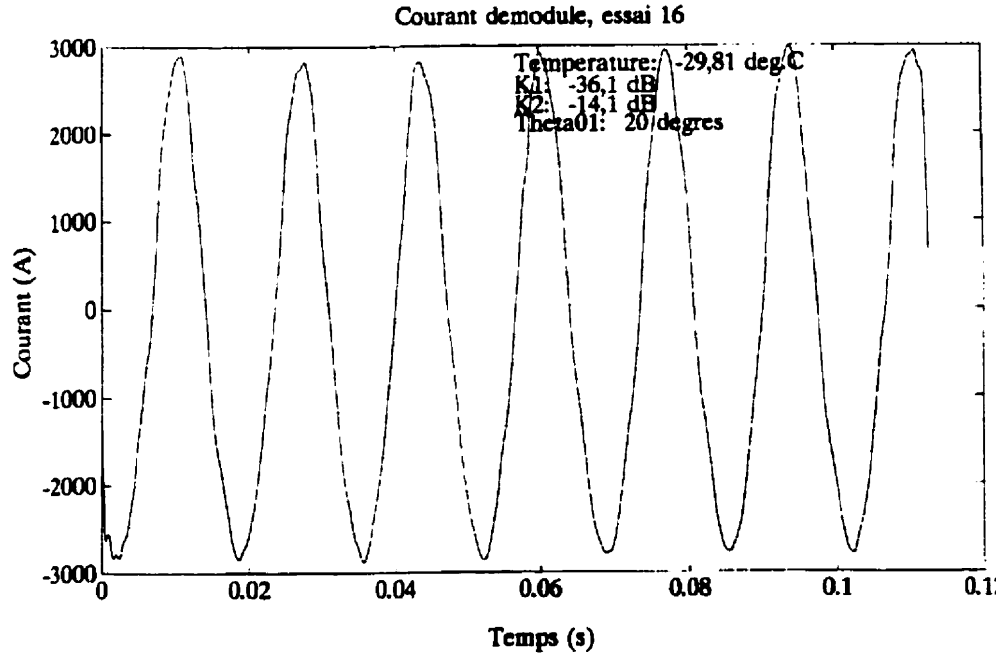

Information dans la bande 50 kHz, essai 13
Amplitude de la premiere harmonique (s.u.)
500
400
300
200
100
0
-100
-200
-300
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)

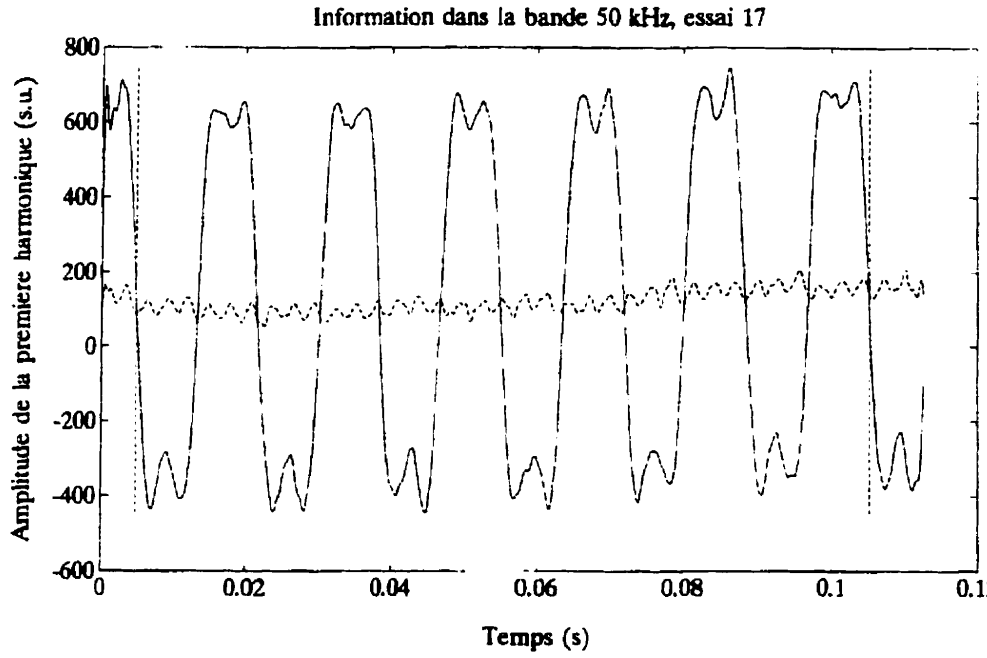

Courant demodule, essai 13
x10⁴
Temperature: -49,82 deg.C
K1: -40,6 dB
K2: -16,4 dB
Theta01: 20 degres
Courant (A)
1
0.8
0.6
0.4
0.2
0
-0.2
-0.4
-0.6
-0.8
-1
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)

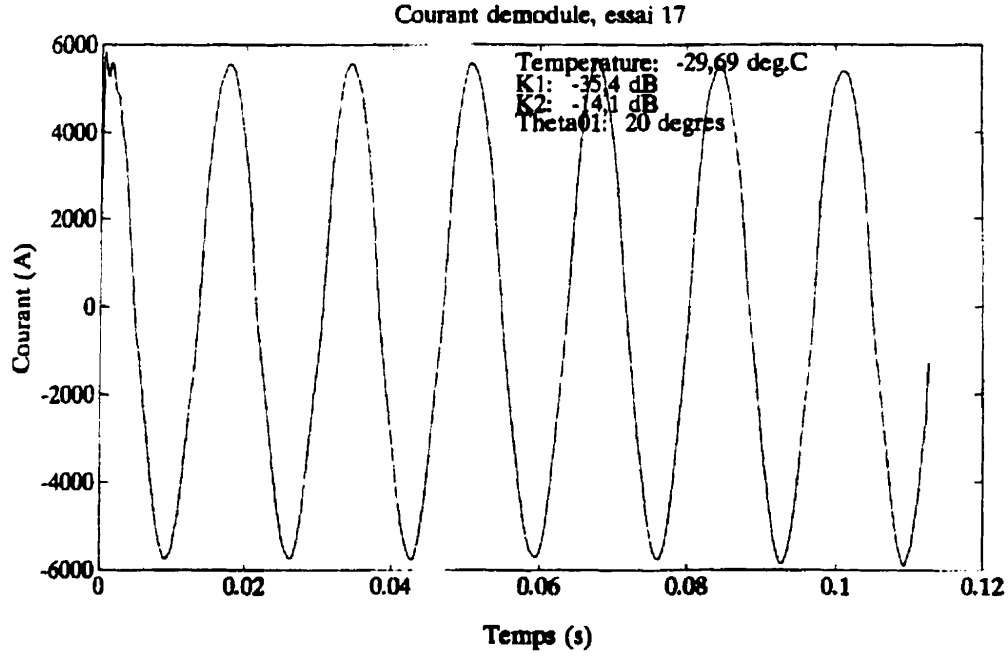

Information dans la bande 50 kHz, essai 15
Amplitude de la premiere harmonique (s.u.)
300
250
200
150
100
50
0
-50
-100
-150
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)

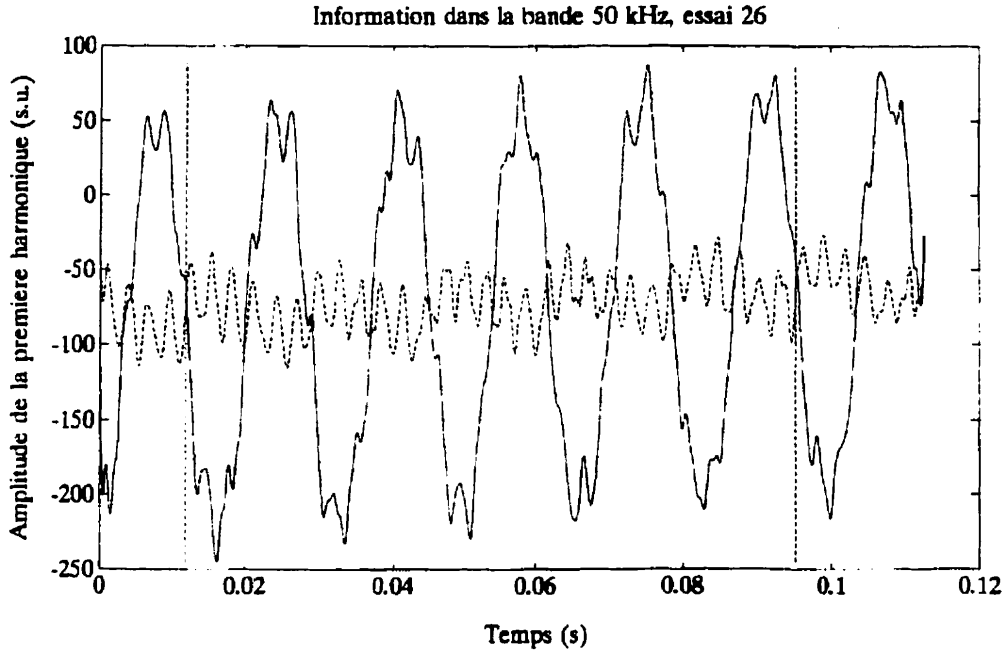

Courant demodule, essai 15
Temperature: -29,69 deg.C
K1: -41,2 dB
K2: -13,9 dB
Theta01: 14 degres
Courant (A)
2000
1500
1000
500
0
-500
-1000
-1500
-2000
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)

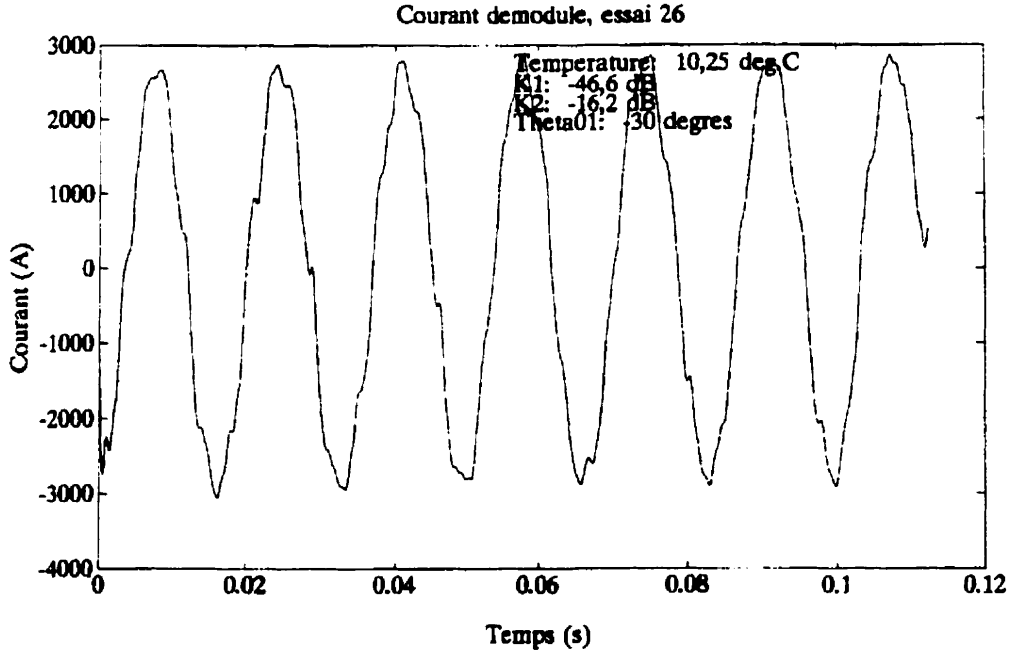

Information dans la bande 50 kHz, essai 16
Amplitude de la premiere harmonique (s.u.)
600
500
400
300
200
100
0
-100
-200
-300
-400
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)

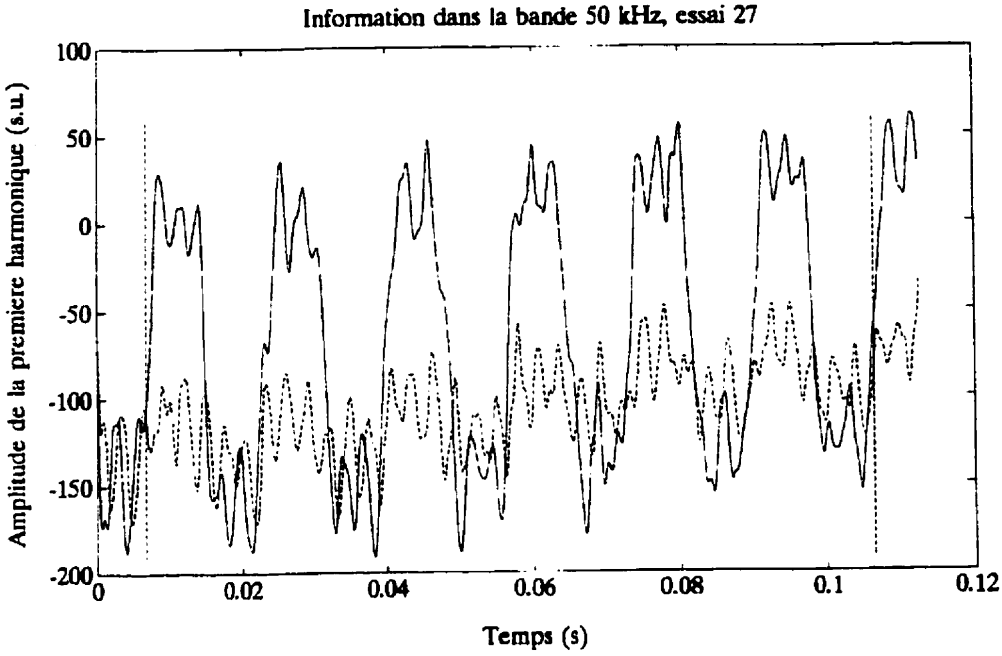

Courant demodule, essai 16
Temperature: -29,81 deg.C
K1: -36,1 dB
K2: -14,1 dB
Theta01: 20 degres
Courant (A)
3000
2000
1000
0
-1000
-2000
-3000
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)

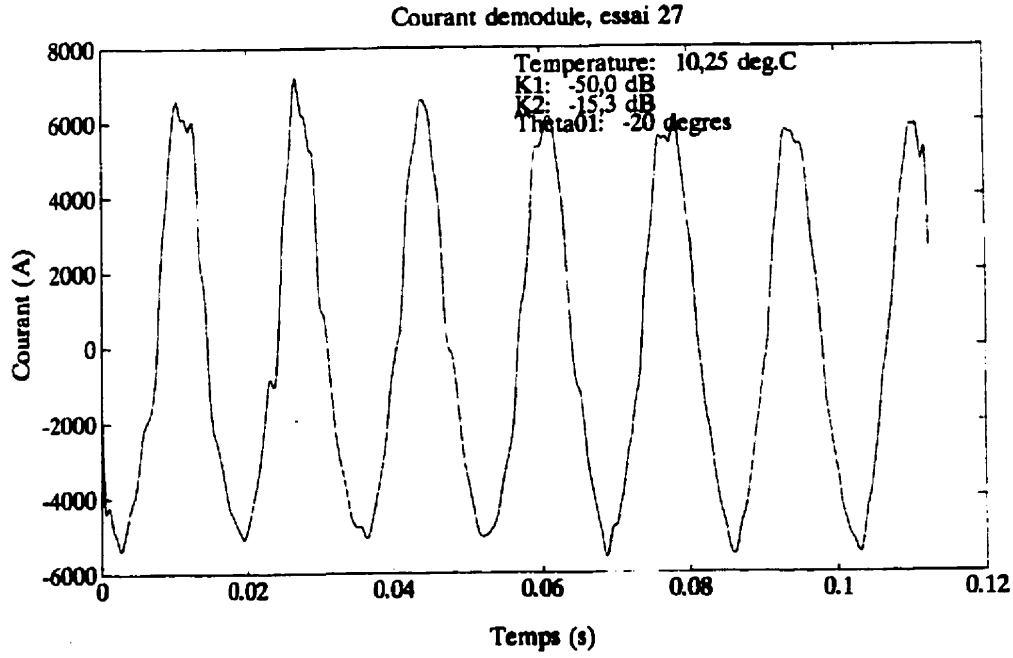

Information dans la bande 50 kHz, essai 17
Amplitude de la premiere harmonique (s.u.)
800
600
400
200
0
-200
-400
-600
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)

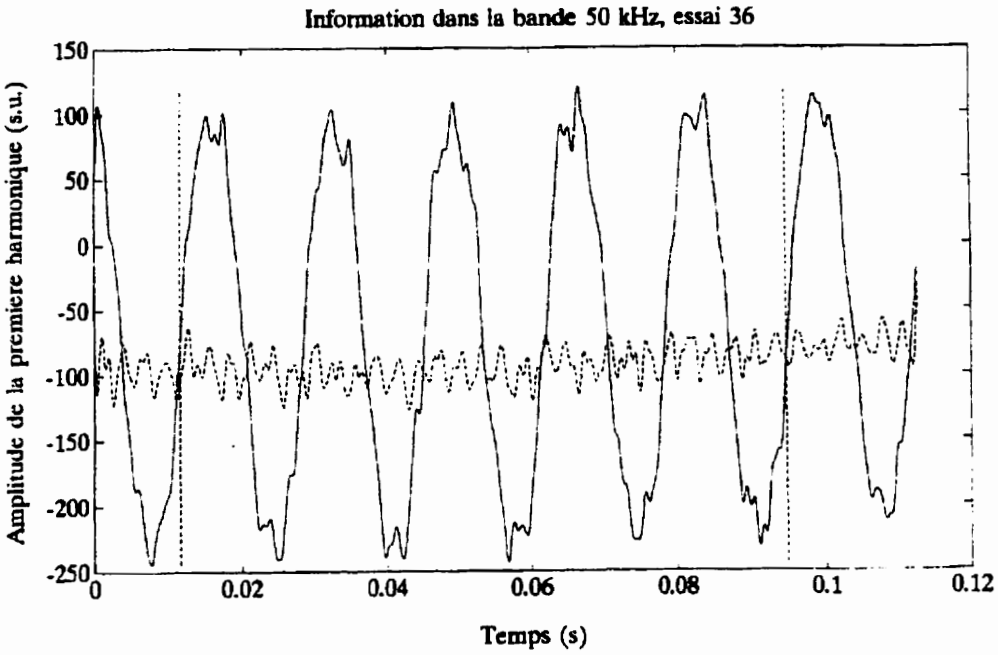

Courant demodule, essai 17
Temperature: -29,69 deg.C
K1: -35,4 dB
K2: -14,1 dB
Theta01: 20 degres
Courant (A)
6000
4000
2000
0
-2000
-4000
-6000
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)

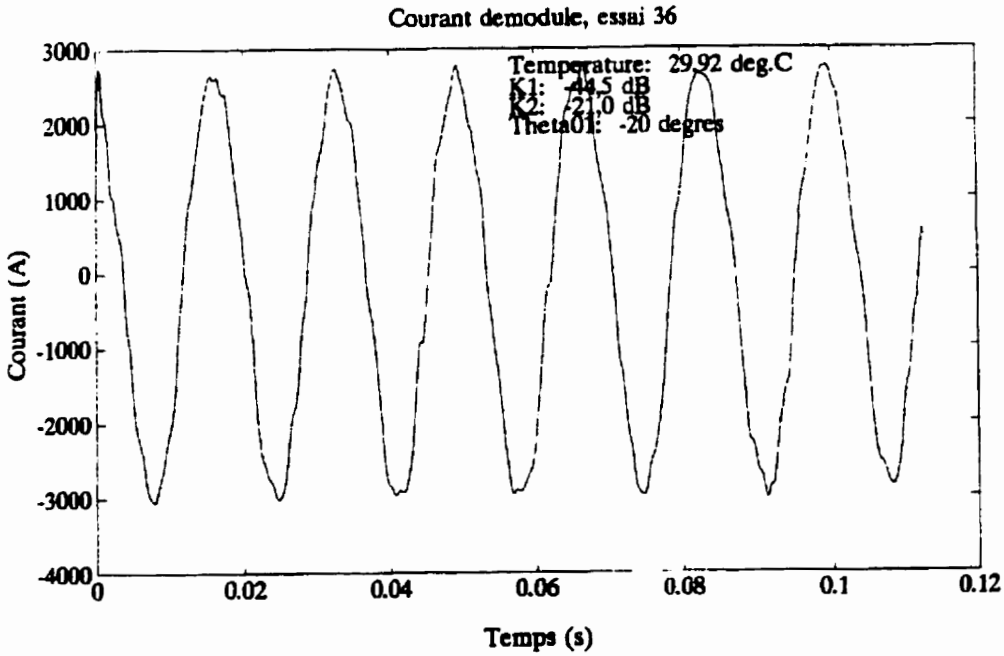

Information dans la bande 50 kHz, essai 26
Amplitude de la premiere harmonique (s.u.)
100
50
0
-50
-100
-150
-200
-250
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)

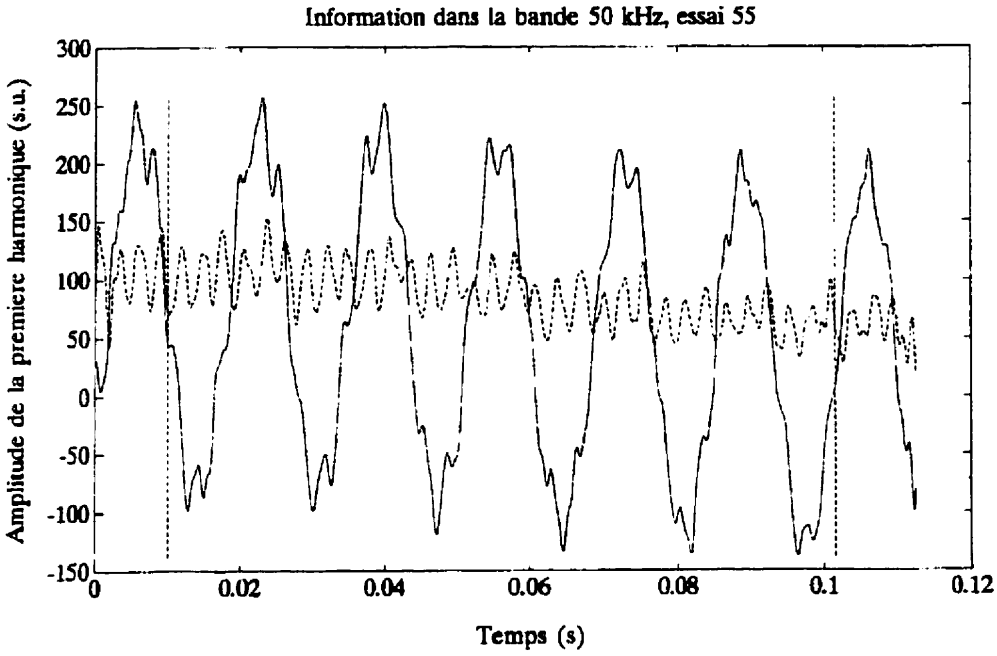

Courant demodule, essai 26
Temperature: 10,25 deg.C
K1: -46,6 dB
K2: -16,2 dB
Theta01: -30 degres
Courant (A)
3000
2000
1000
0
-1000
-2000
-3000
-4000
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)

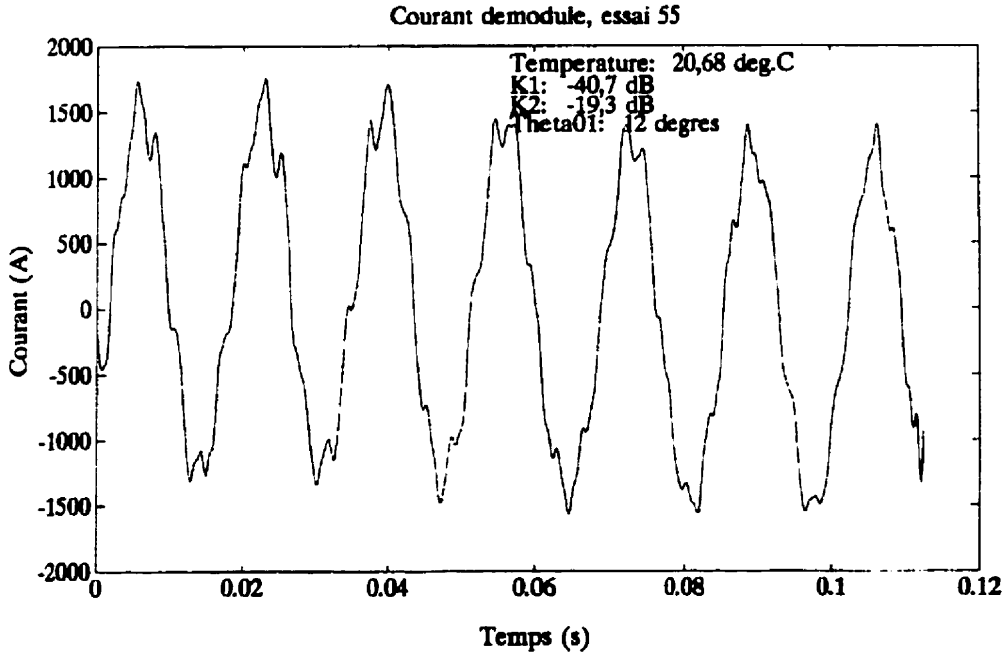

Information dans la bande 50 kHz, essai 27
Amplitude de la premiere harmonique (s.u.)
100
50
0
-50
-100
-150
-200
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)

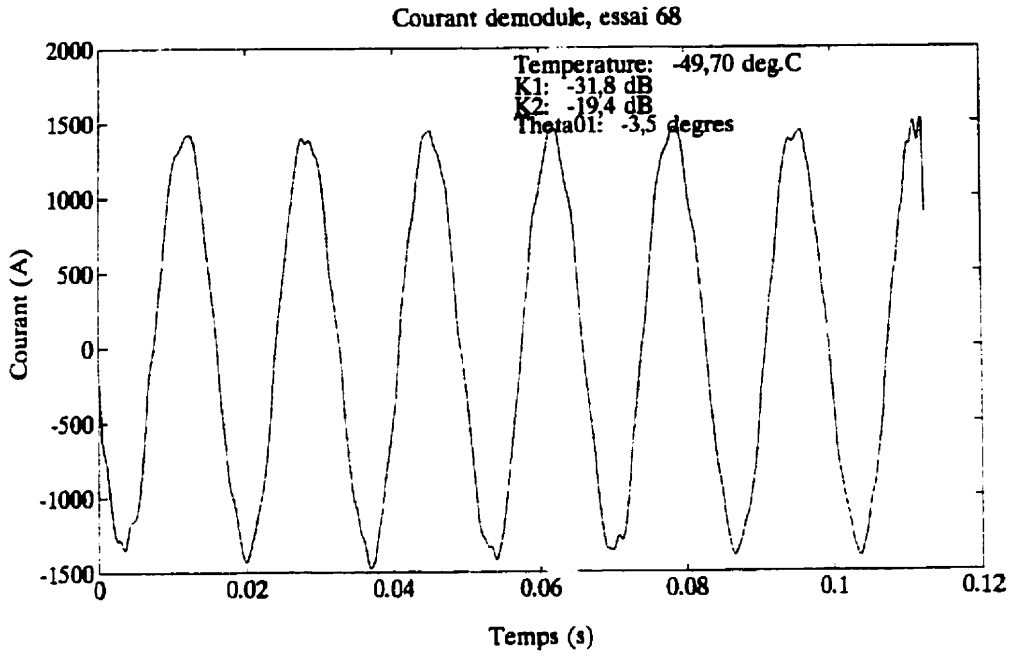

Courant demodule, essai 27
Temperature: 10,25 deg.C
K1: -50,0 dB
K2: -15,3 dB
Theta01: -20 degres
Courant (A)
8000
6000
4000
2000
0
-2000
-4000
-6000
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)

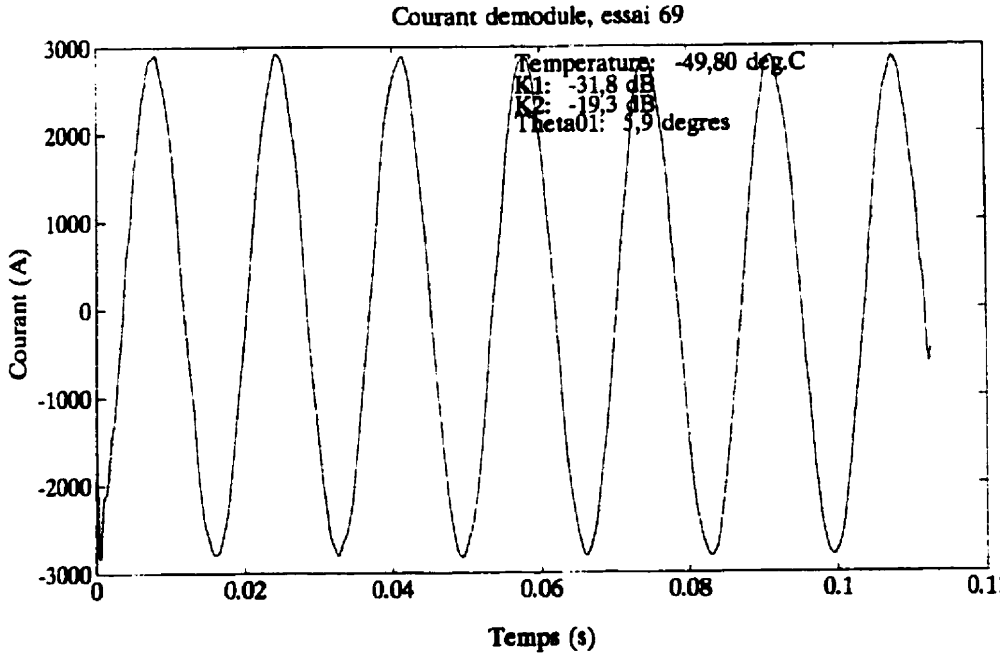

Information dans la bande 50 kHz, essai 36
Amplitude de la premiere harmonique (s.u.)
150
100
50
0
-50
-100
-150
-200
-250
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)

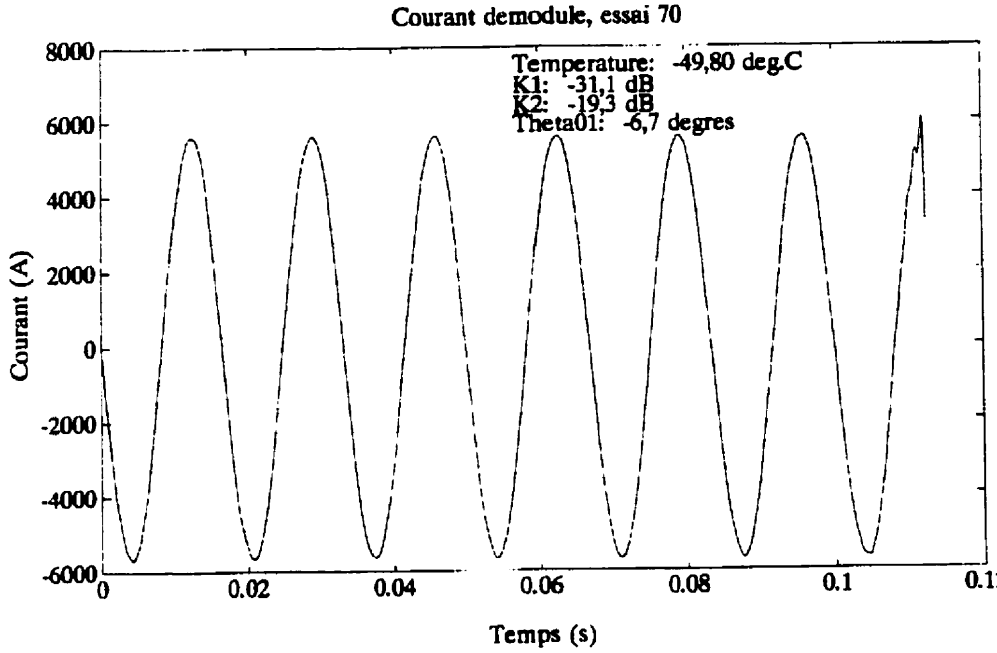

Courant demodule, essai 36
Temperature: 29.92 deg.C
K1: -44.5 dB
K2: -21.0 dB
Theta01: -20 degres
Courant (A)
3000
2000
1000
0
-1000
-2000
-3000
-4000
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)

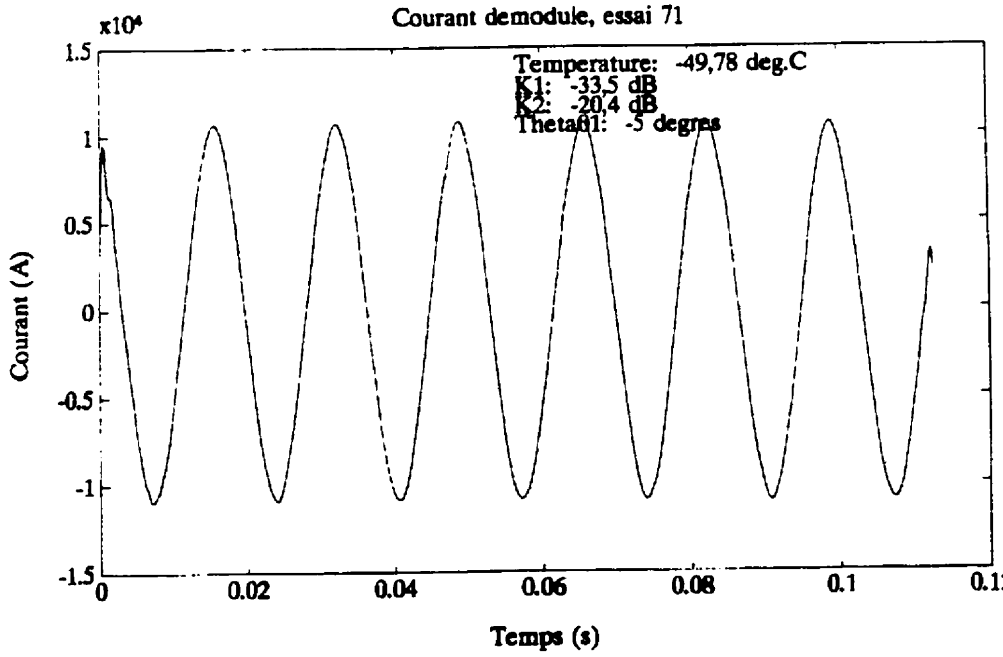

Information dans la bande 50 kHz, essai 55
Amplitude de la premiere harmonique (s.u.)
300
250
200
150
100
50
0
-50
-100
-150
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)

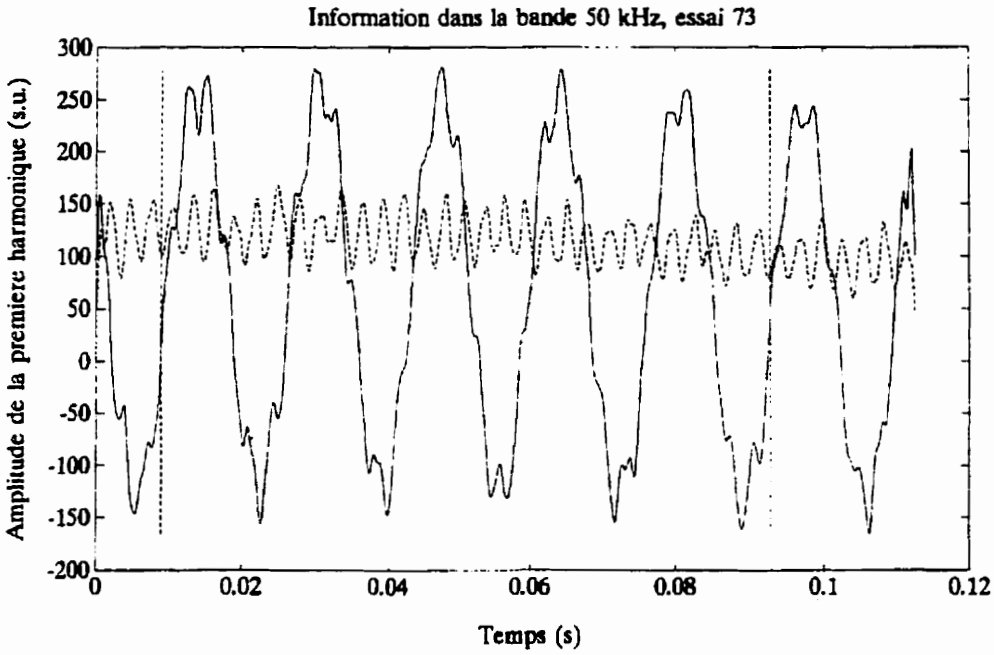

Courant demodule, essai 55
Temperature: 20,68 deg.C
K1: -40,7 dB
K2: -19,3 dB
Theta01: 12 degres
Courant (A)
2000
1500
1000
500
0
-500
-1000
-1500
-2000
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)

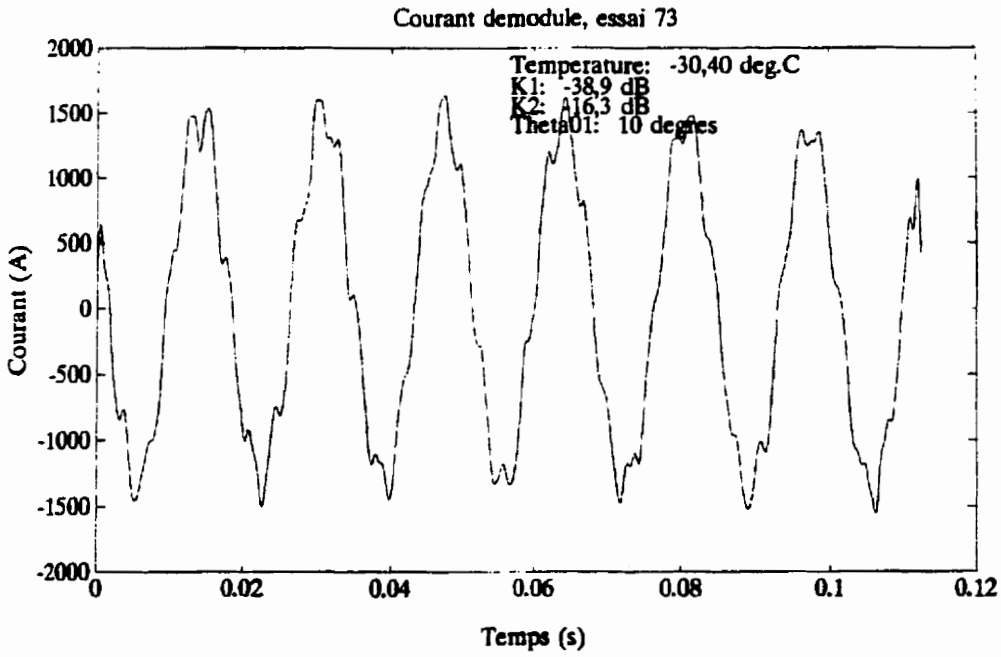

Courant demodule, essai 68
Temperature: -49,70 deg.C
K1: -31,8 dB
K2: -19,4 dB
Theta01: -3,5 degres
Courant (A)
Temps (s)
2000
1500
1000
500
0
-500
-1000
-1500
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12


Courant demodule, essai 69
Temperature: -49,80 deg.C
K1: -31,8 dB
K2: -19,3 dB
Theta01: 5,9 degres
Courant (A)
Temps (s)
3000
2000
1000
0
-1000
-2000
-3000
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12


Courant demodule, essai 70
Temperature: -49,80 deg.C
K1: -31,1 dB
K2: -19,3 dB
Theta01: -6,7 degres
Courant (A)
Temps (s)
8000
6000
4000
2000
0
-2000
-4000
-6000
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12

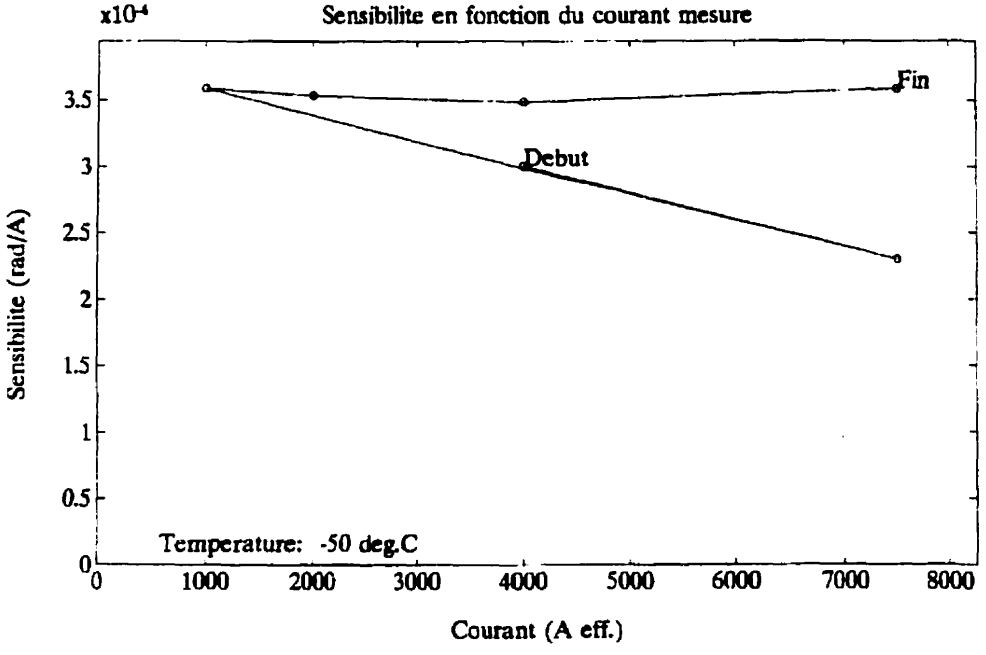

Courant demodule, essai 71
x10⁴
Temperature: -49,78 deg.C
K1: -33,5 dB
K2: -20,4 dB
Theta01: -5 degres
Courant (A)
Temps (s)
1.5
1
0.5
0
-0.5
-1
-1.5
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12

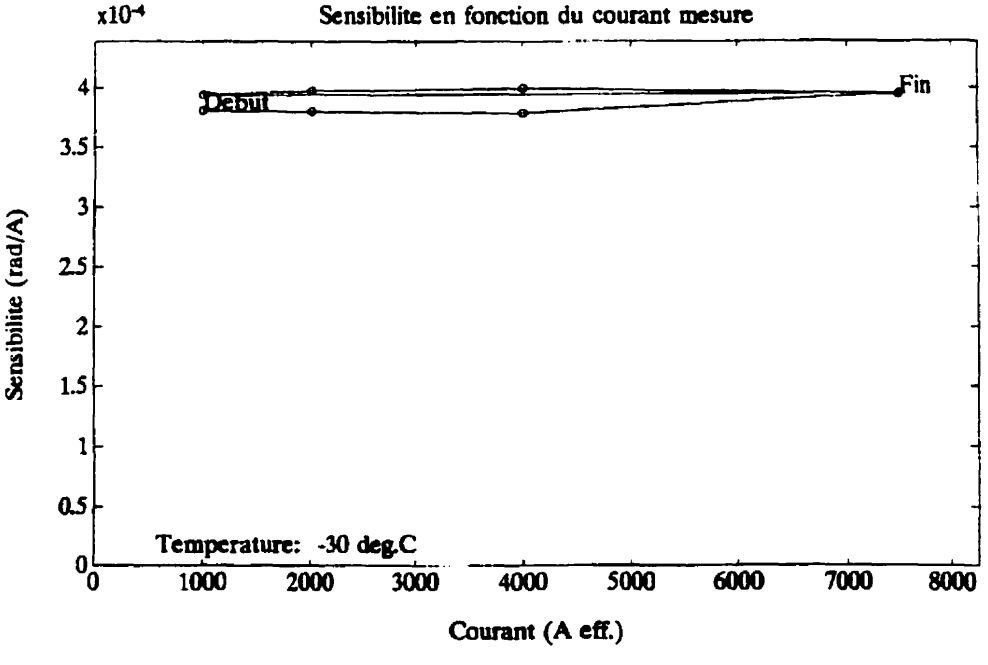

Information dans la bande 50 kHz, essai 73
Amplitude de la premiere harmonique (s.u.)
300
250
200
150
100
50
0
-50
-100
-150
-200
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)

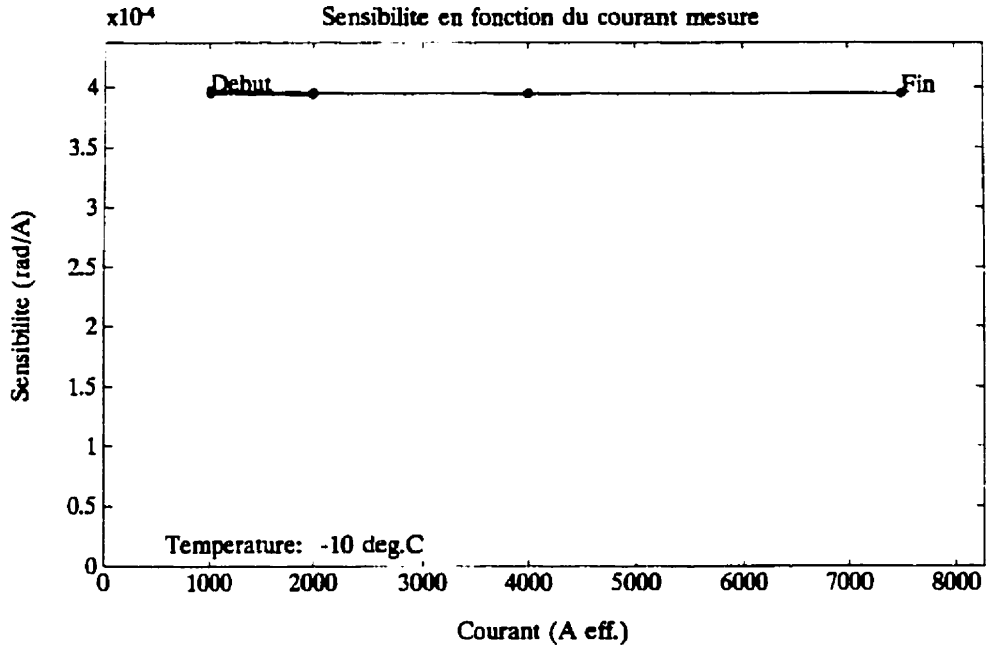

Courant demodule, essai 73
Temperature: -30,40 deg.C
K1: -38,9 dB
K2: A16,3 dB
Theta01: 10 degres
Courant (A)
2000
1500
1000
500
0
-500
-1000
-1500
-2000
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)

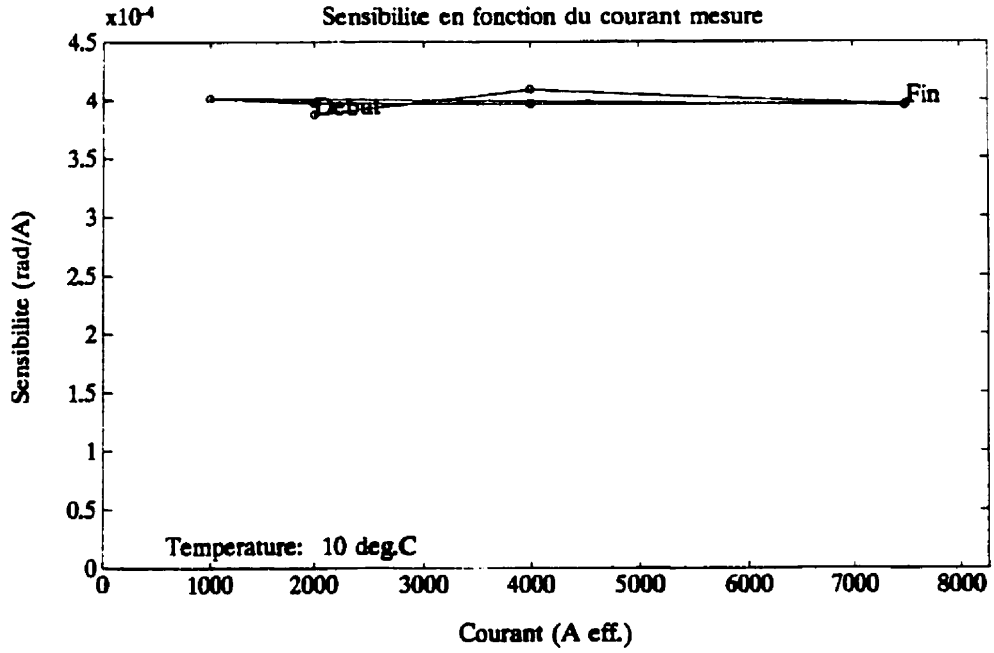
ANNEXE XV

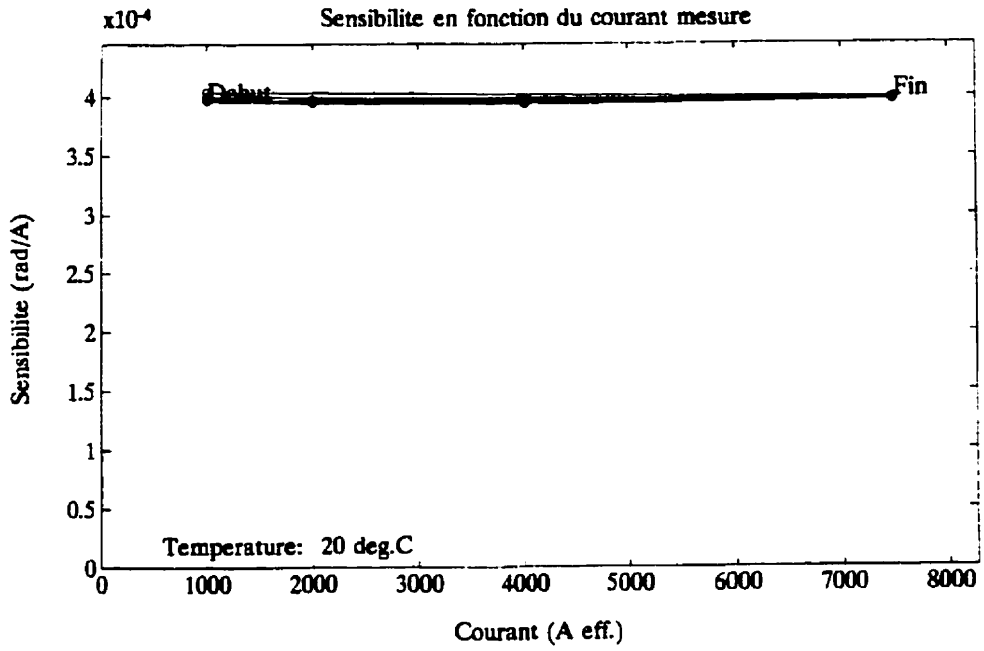
SENSIBILITÉ EN FONCTION DU COURANT MESURÉ POUR UNE MÊME TEMPÉRATURE

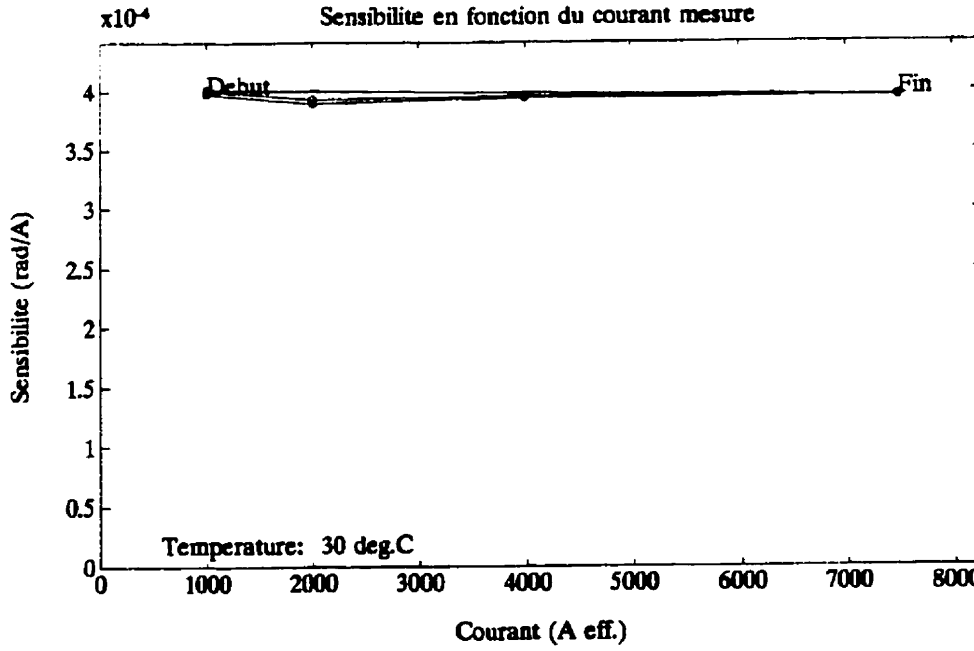

x10⁻⁴
Sensibilite en fonction du courant mesure
Fin
Debut
Sensibilite (rad/A)
Temperature: -50 deg.C
Courant (A eff.)


x10⁻⁴
Sensibilite en fonction du courant mesure
Fin
Debut
Sensibilite (rad/A)
Temperature: -30 deg.C
Courant (A eff.)


x10-4
Sensibilite en fonction du courant mesure
Debut
Fin
Sensibilite (rad/A)
Temperature: -10 deg.C
Courant (A eff.)
0
0.5
1
1.5
2
2.5
3
3.5
4
1000
2000
3000
4000
5000
6000
7000
8000

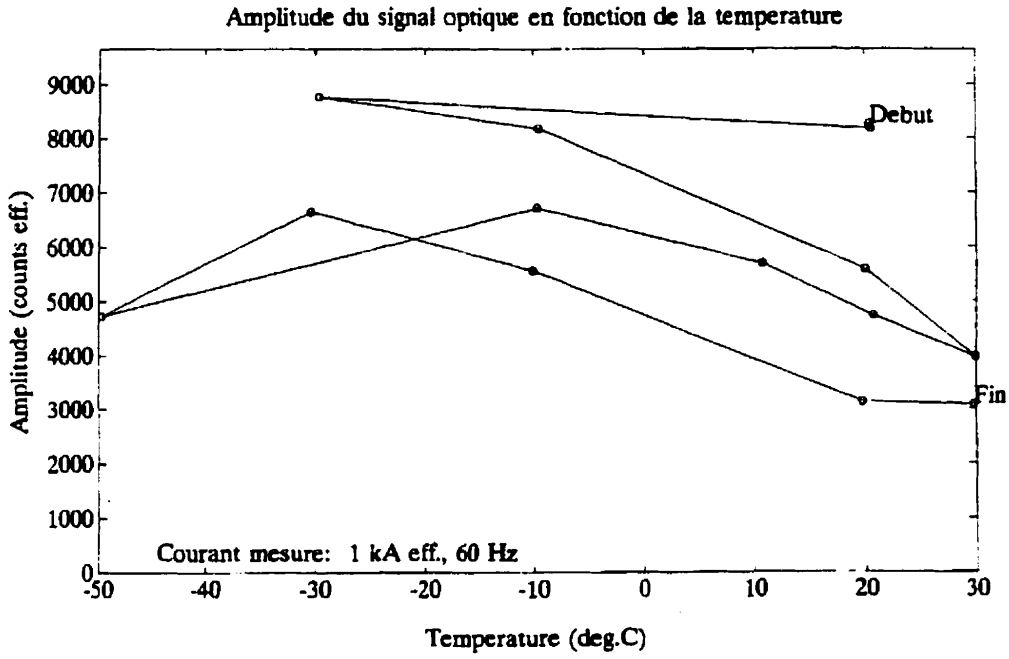

x10-4
Sensibilite en fonction du courant mesure
Debut
Fin
Sensibilite (rad/A)
Temperature: 10 deg.C
Courant (A eff.)
0
0.5
1
1.5
2
2.5
3
3.5
4
4.5
1000
2000
3000
4000
5000
6000
7000
8000

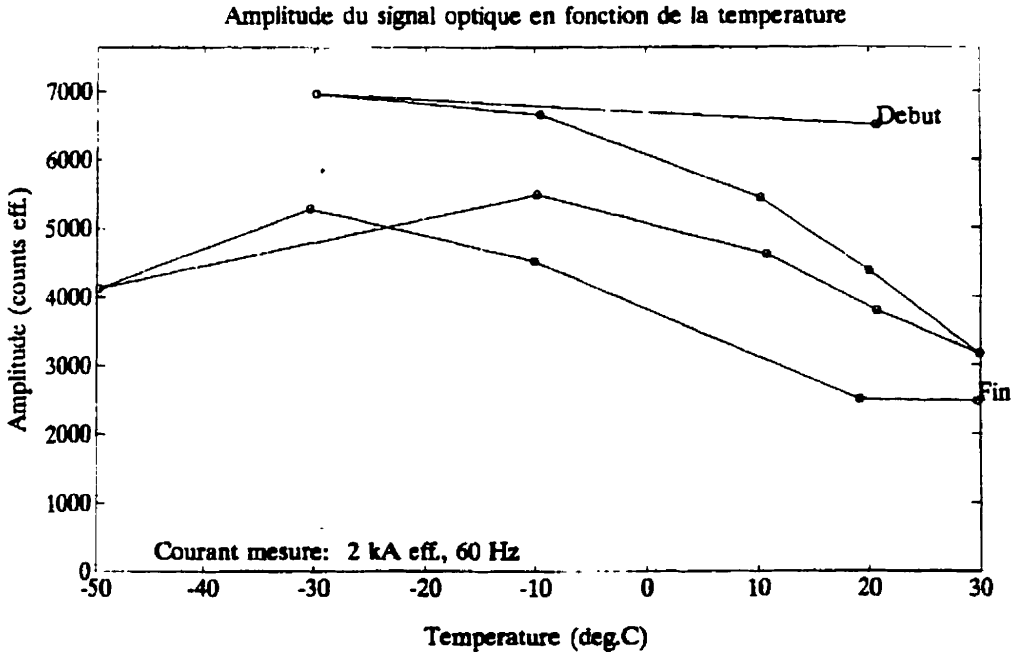

x10⁻⁴
Sensibilite en fonction du courant mesure
Debut
Fin
Sensibilite (rad/A)
4
3.5
3
2.5
2
1.5
1
0.5
0
Temperature: 20 deg.C
0
1000
2000
3000
4000
5000
6000
7000
8000
Courant (A eff.)

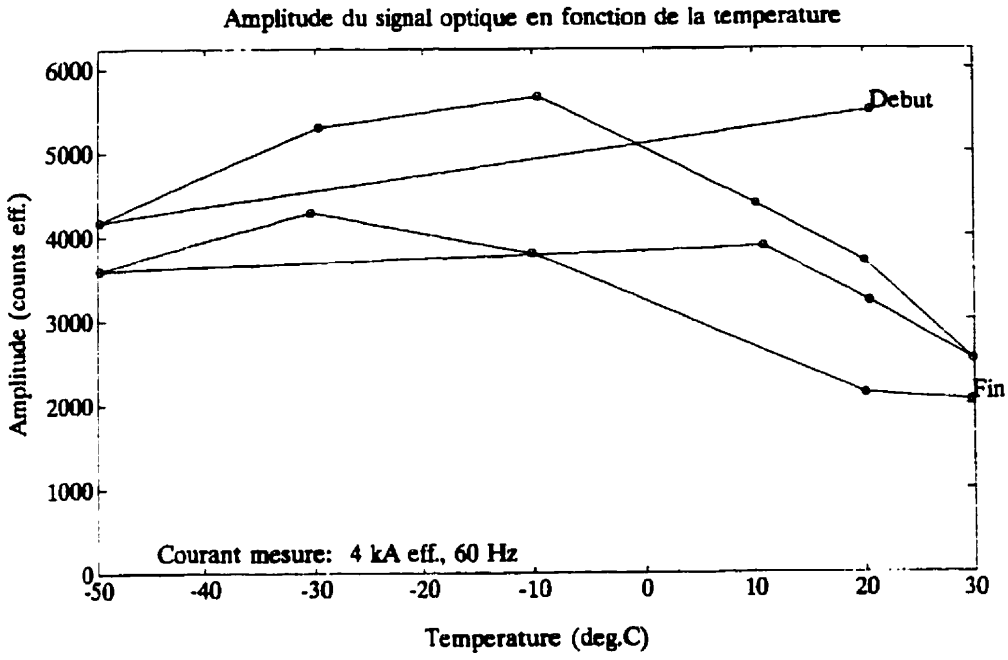

x10⁻⁴
Sensibilite en fonction du courant mesure
Debut
Fin
Sensibilite (rad/A)
4
3.5
3
2.5
2
1.5
1
0.5
0
Temperature: 30 deg.C
0
1000
2000
3000
4000
5000
6000
7000
8000
Courant (A eff.)

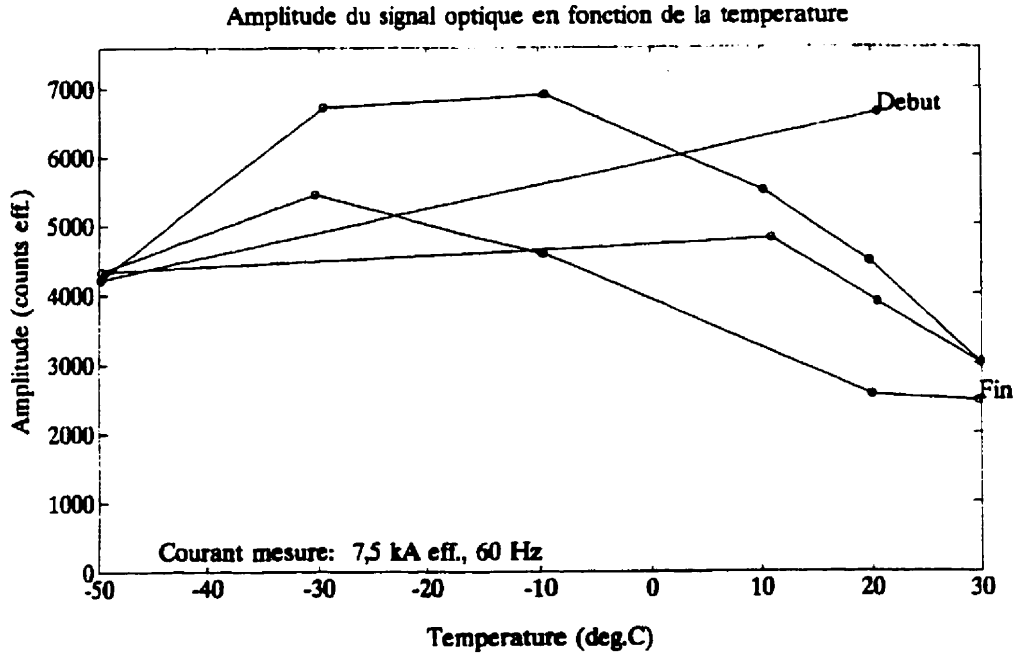
ANNEXE XVI

AMPLITUDE DU SIGNAL OPTIQUE EN FONCTION DE LA TEMPÉRATURE


Amplitude du signal optique en fonction de la temperature
Amplitude (counts eff.)
9000
8000
7000
6000
5000
4000
3000
2000
1000
0
Debut
Fin
Courant mesure: 1 kA eff., 60 Hz
-50
-40
-30
-20
-10
0
10
20
30
Temperature (deg.C)

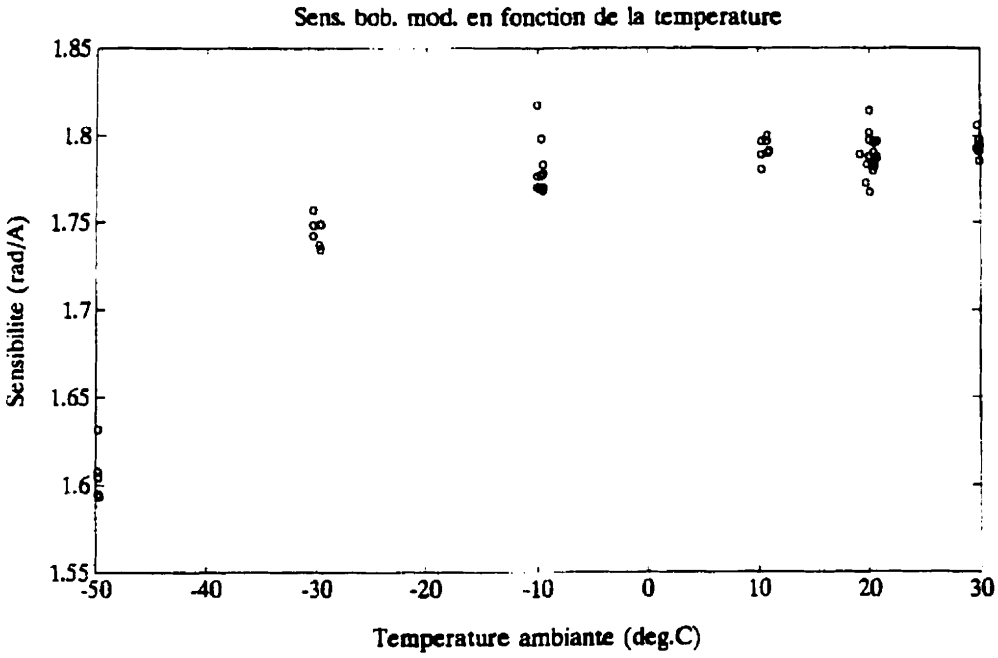

Amplitude du signal optique en fonction de la temperature
Amplitude (counts eff.)
7000
6000
5000
4000
3000
2000
1000
0
Debut
Fin
Courant mesure: 2 kA eff., 60 Hz
-50
-40
-30
-20
-10
0
10
20
30
Temperature (deg.C)


Amplitude du signal optique en fonction de la temperature
Amplitude (counts eff.)
6000
5000
4000
3000
2000
1000
0
Debut
Fin
Courant mesure: 4 kA eff., 60 Hz
-50
-40
-30
-20
-10
0
10
20
30
Temperature (deg.C)


Amplitude du signal optique en fonction de la temperature
Amplitude (counts eff.)
7000
6000
5000
4000
3000
2000
1000
0
Debut
Fin
Courant mesure: 7,5 kA eff., 60 Hz
-50
-40
-30
-20
-10
0
10
20
30
Temperature (deg.C)

ANNEXE XVII

SENSIBILITÉ DE LA BOBINE DE MODULATION EN FONCTION DE LA TEMPÉRATURE


Sens. bob. mod. en fonction de la temperature
1.85
1.8
1.75
1.7
1.65
1.6
1.55
Sensibilite (rad/A)
-50
-40
-30
-20
-10
0
10
20
30
Temperature ambiante (deg.C)

ANNEXE XVIII

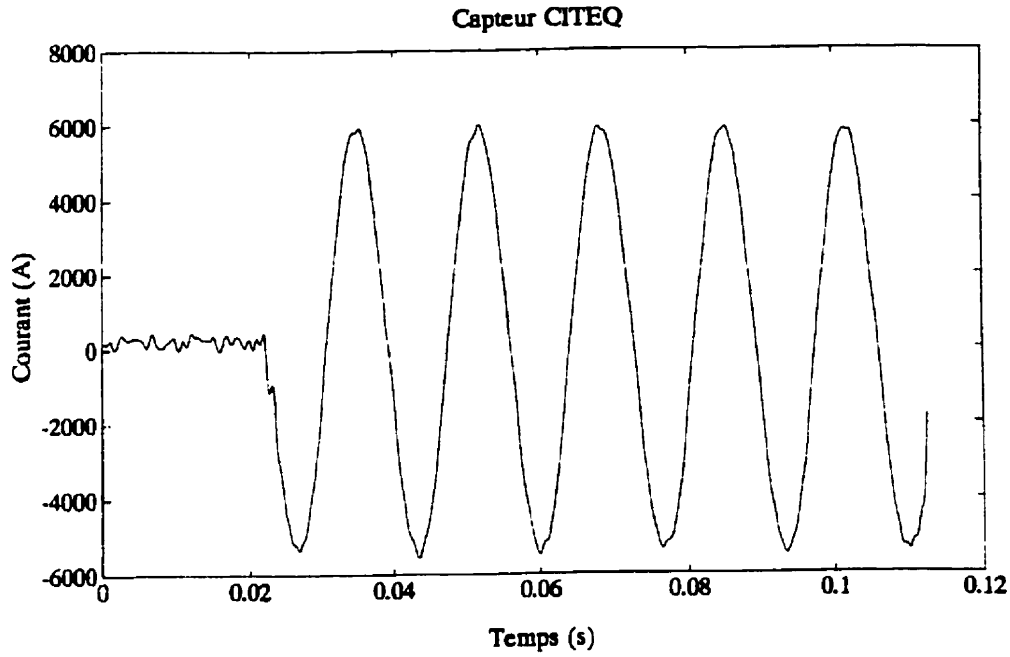
COMPTE RENDU DU DÉROULEMENT

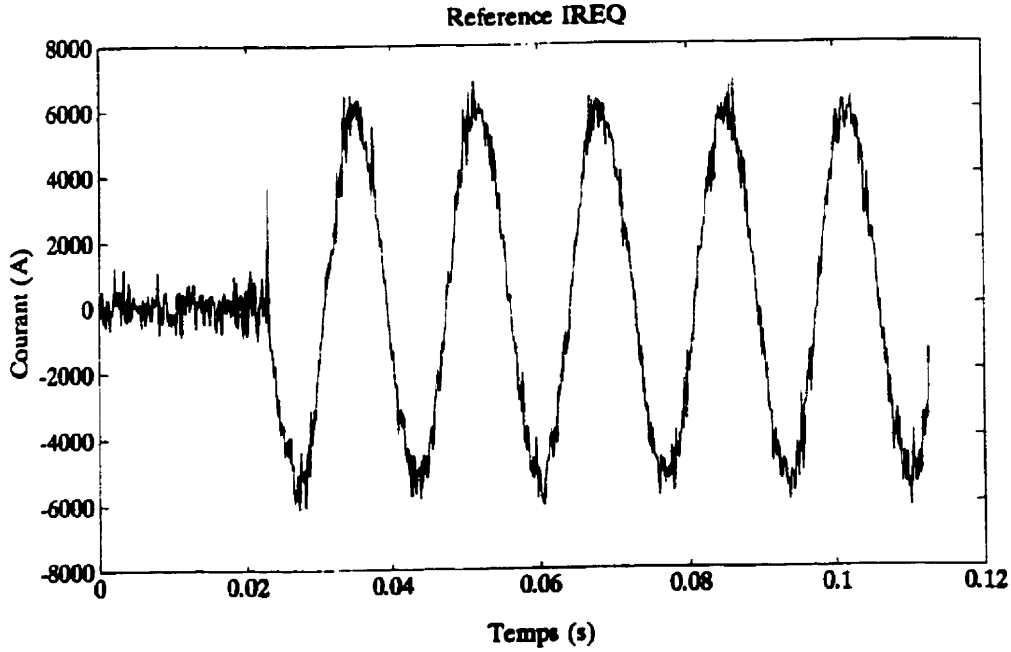
DE L'ESSAI DE PRÉCISION À FORT COURANT

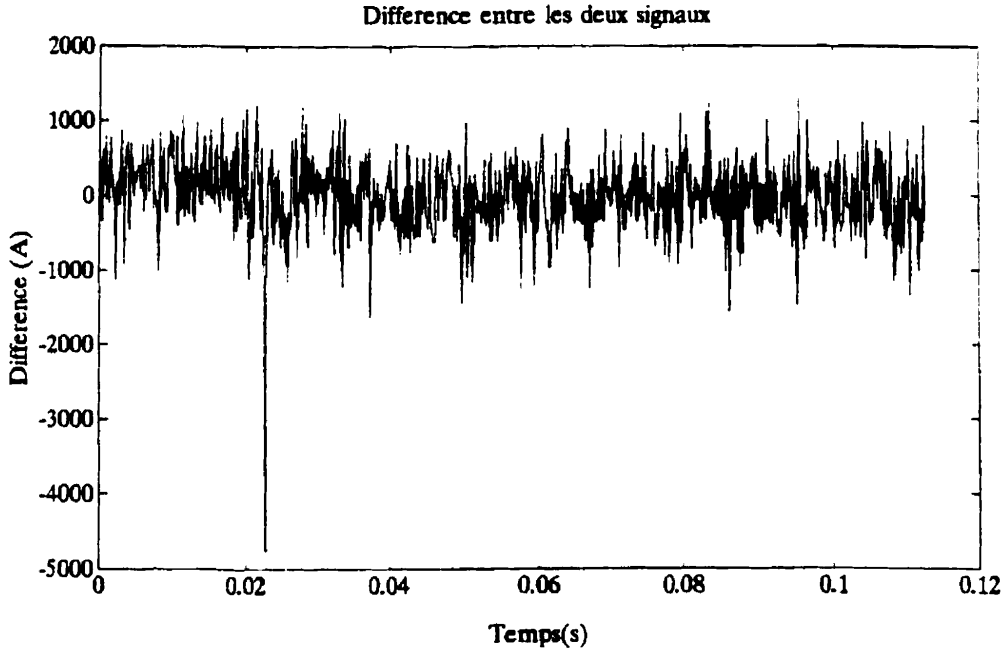
Le montage de la maquette dans la cellule d'essais a eu lieu le 18 novembre 1996. Les essais se sont déroulé le 19 novembre 1996. Des problèmes de mesure ont été causés par la présence de pièces mal fixées dans le circuit du poste du Laboratoire Grande Puissance. Ces perturbations sont également la cause probable de problèmes survenus au niveau de la synchronisation des signaux de commande envoyés aux appareils de commutation. En effet, il n'était pas possible de prévoir la polarité de l'asymétrie du courant de défaut. Ceci a occasionné quelques essais manqués puisque l'amorçage du système d'acquisition nécessite la connaissance de la polarité de l'asymétrie.

ANNEXE XIX

SIGNAUX DU PREMIER ESSAI DE MESURE À FORT COURANT

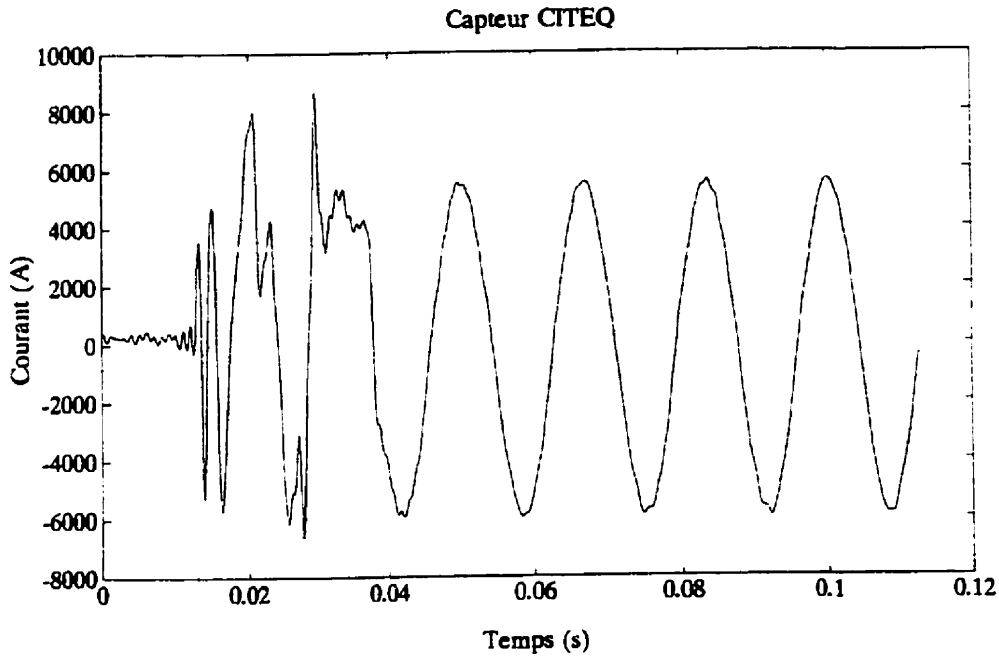

Capteur CITEQ
8000
6000
4000
2000
0
-2000
-4000
-6000
Courant (A)
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)

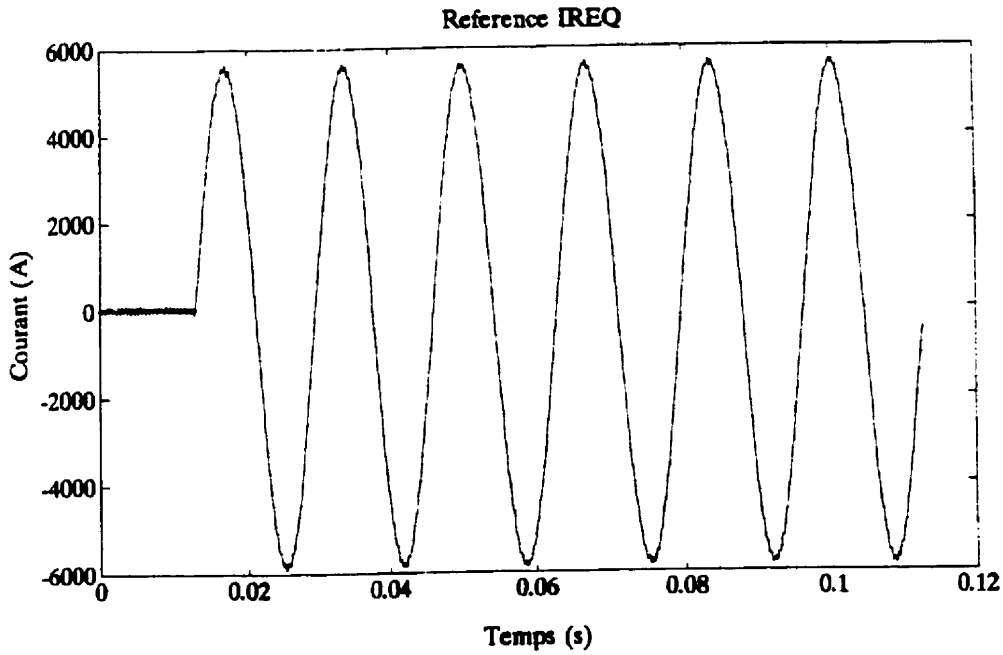

Reference IREQ
8000
6000
4000
2000
0
-2000
-4000
-6000
-8000
Courant (A)
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)

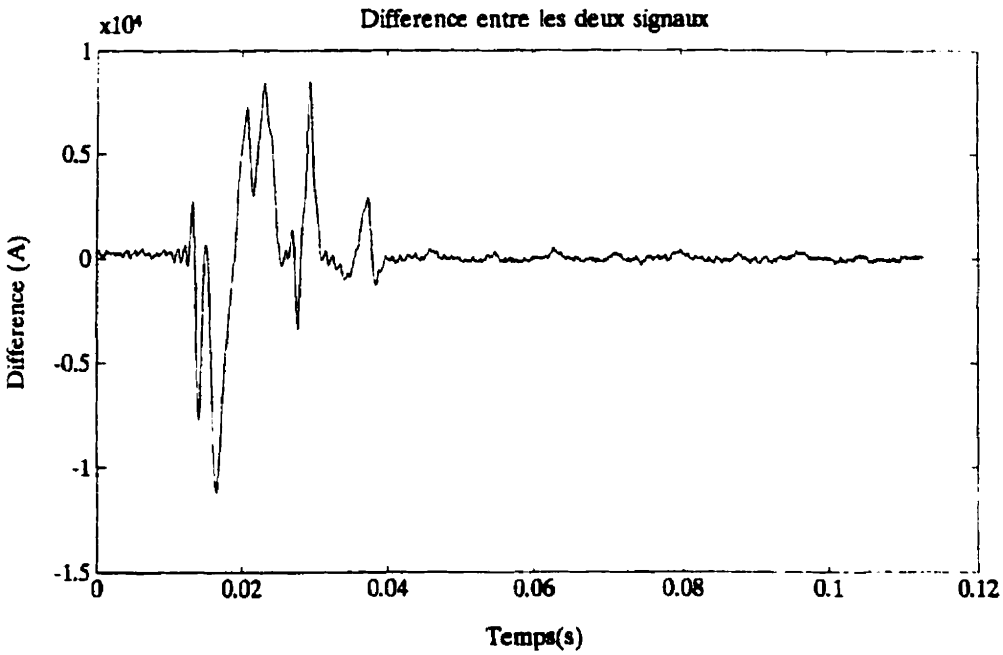

Difference entre les deux signaux
2000
1000
0
-1000
-2000
-3000
-4000
-5000
Difference (A)
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps(s)

ANNEXE XX

SIGNAUX DU DEUXIÈME ESSAI DE MESURE À FORT COURANT

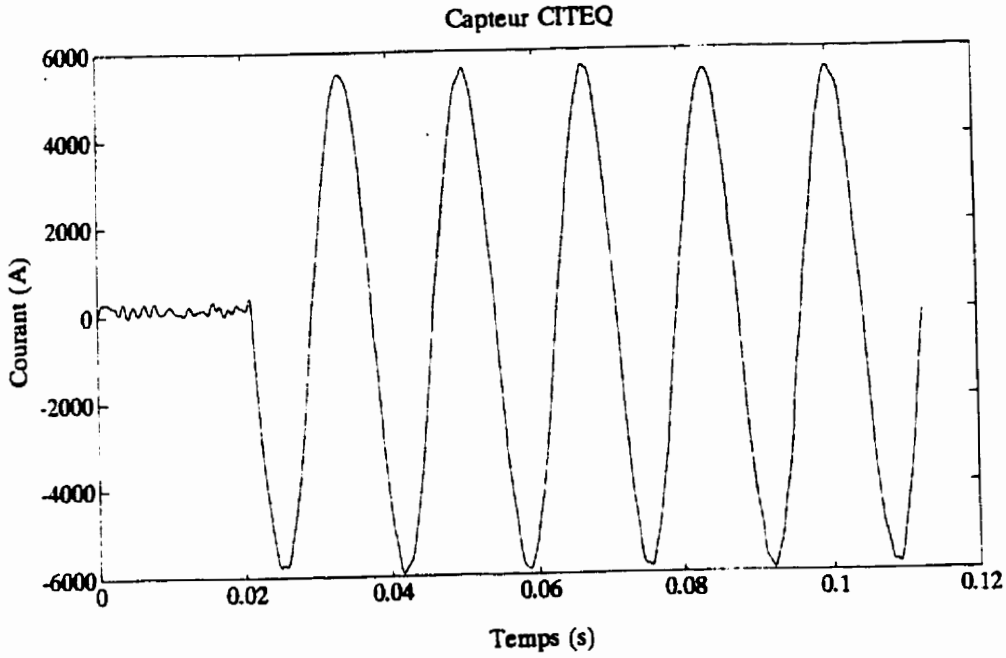

Capteur CITEQ
10000
8000
6000
4000
2000
0
-2000
-4000
-6000
-8000
Courant (A)
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)

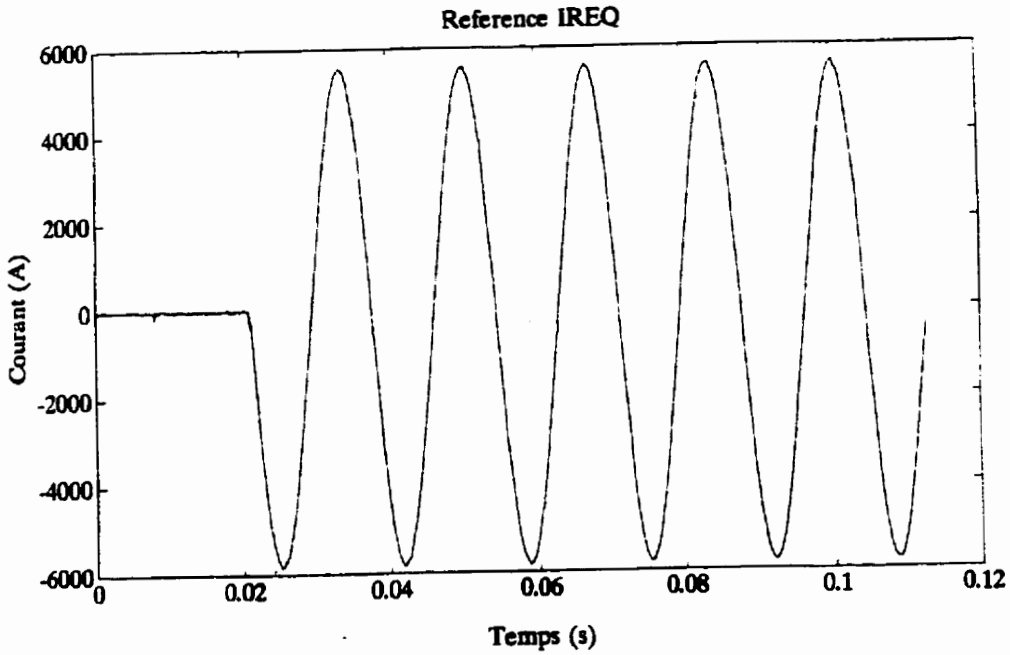

Reference IREQ
6000
4000
2000
0
-2000
-4000
-6000
Courant (A)
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)

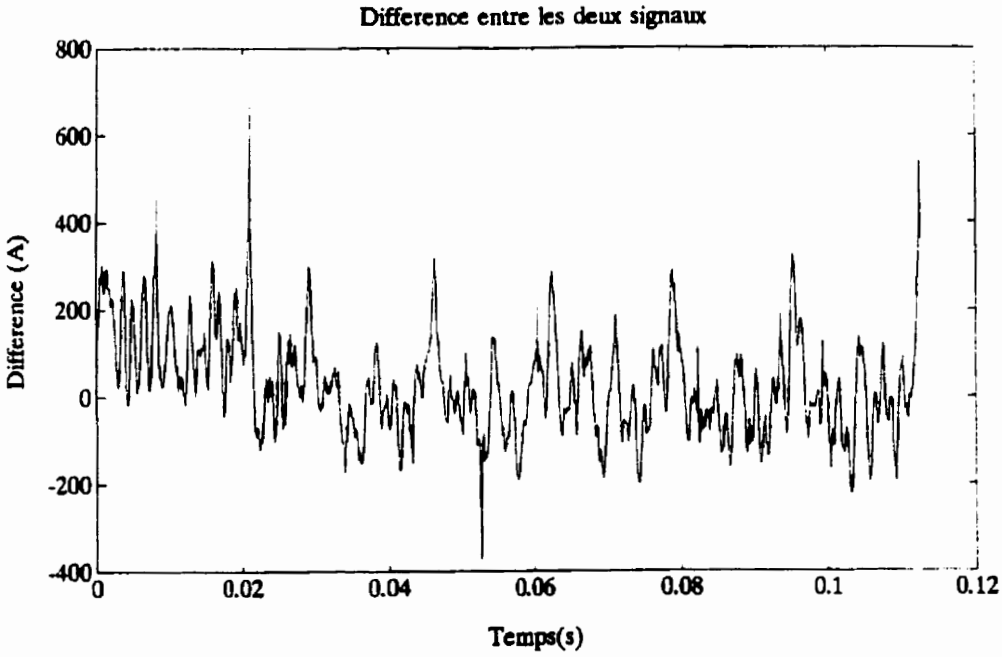

Difference entre les deux signaux
x10⁴
1
0.5
0
-0.5
-1
-1.5
Difference (A)
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps(s)

ANNEXE XXI

SIGNAUX DU TROISIÈME ESSAI DE MESURE À FORT COURANT


Capteur CITEQ
6000
4000
2000
0
-2000
-4000
-6000
Courant (A)
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)

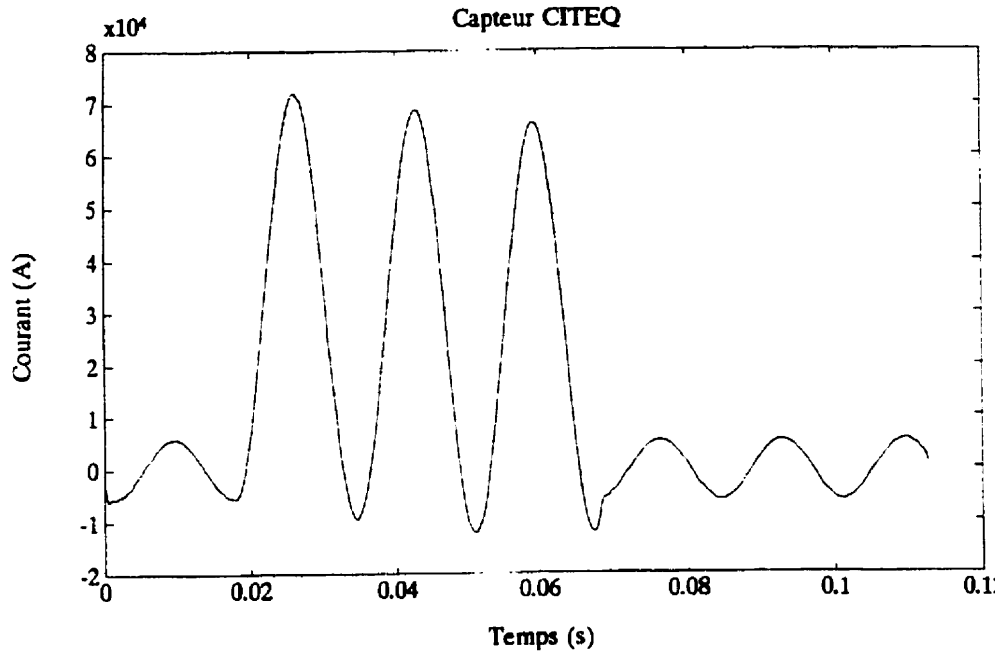

Reference IREQ
6000
4000
2000
0
-2000
-4000
-6000
Courant (A)
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)

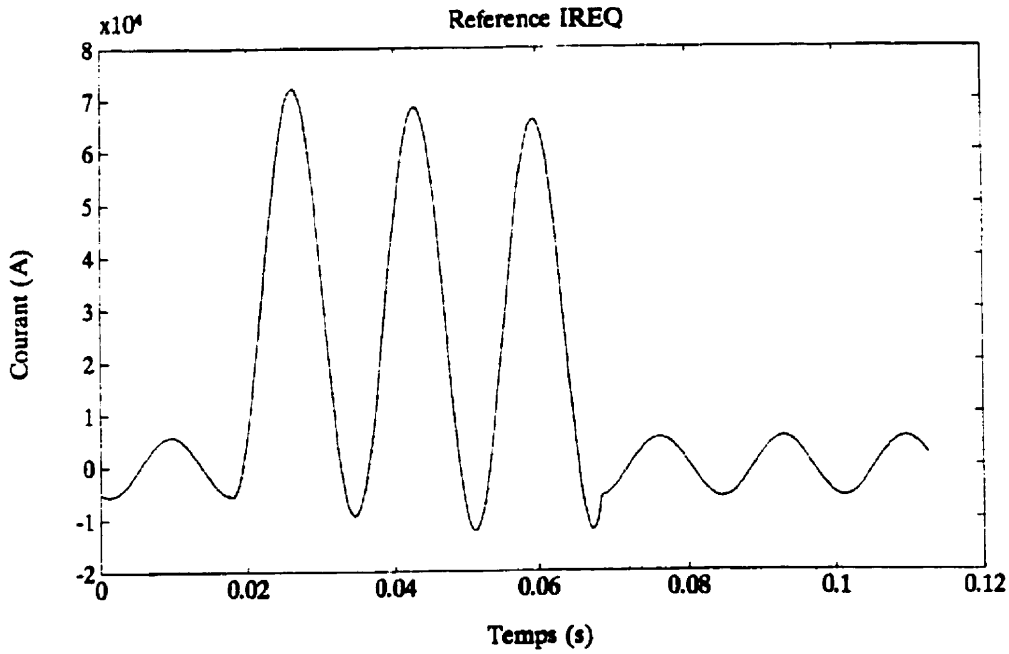

Difference entre les deux signaux
800
600
400
200
0
-200
-400
Difference (A)
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps(s)

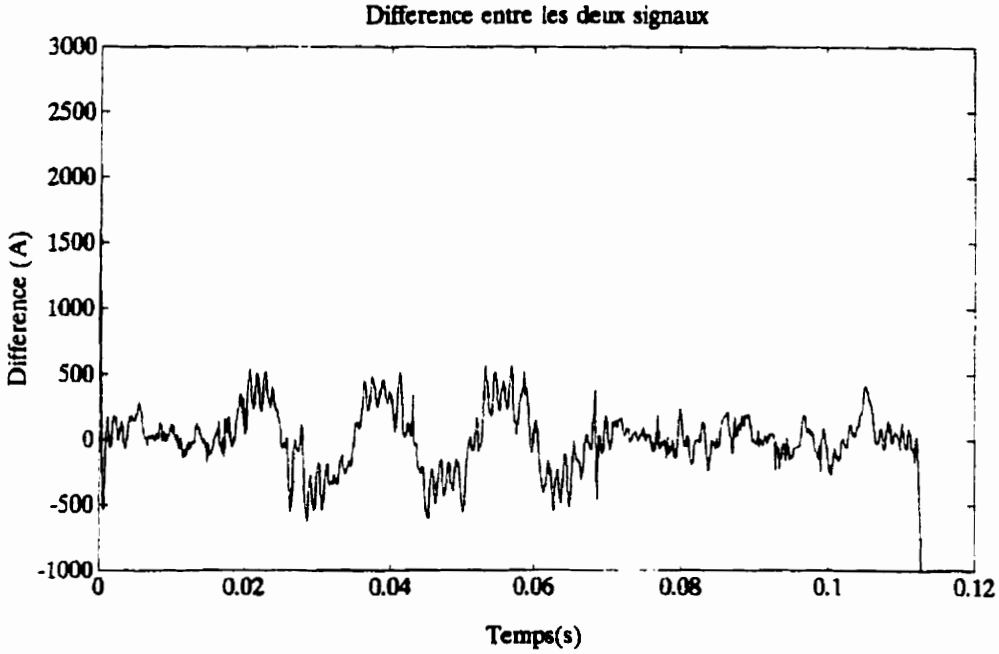
ANNEXE XXII

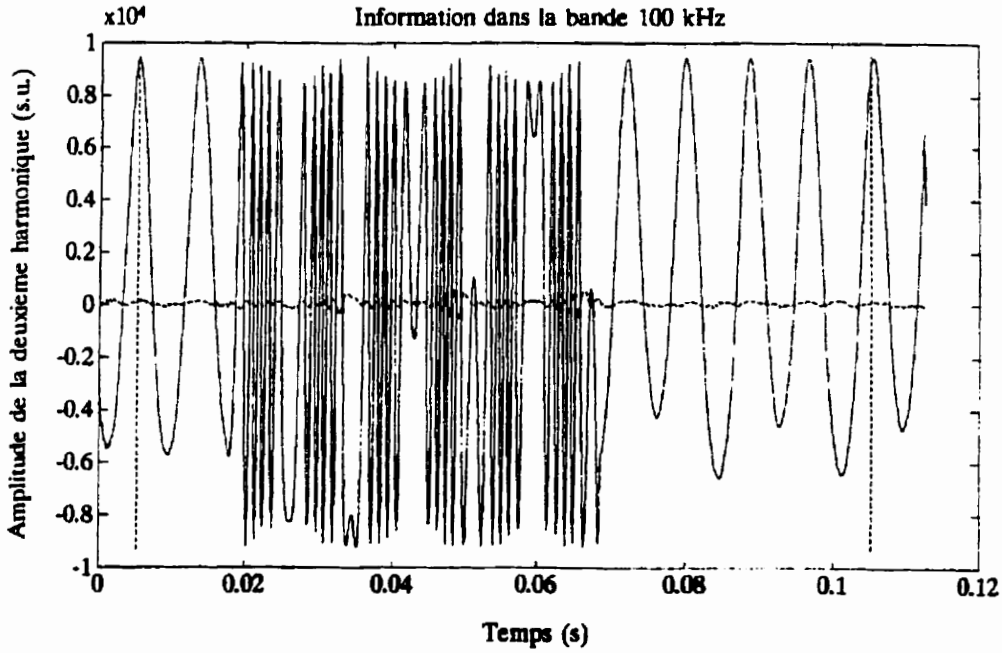
SIGNAUX DU QUATRIÈME ESSAI DE MESURE À FORT COURANT

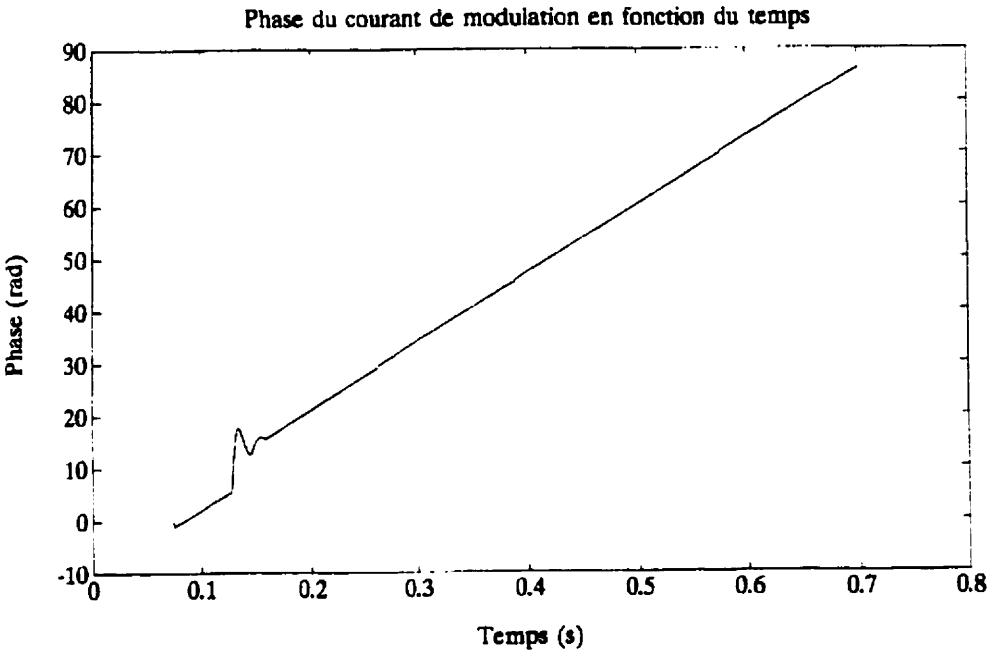
(TARAGE À 50%)


Capteur CITEQ
x10⁴
8
7
6
5
4
3
2
1
0
-1
-2
Courant (A)
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)


Reference IREQ
x10⁴
8
7
6
5
4
3
2
1
0
-1
-2
Courant (A)
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)


Difference entre les deux signaux
Difference (A)
3000
2500
2000
1500
1000
500
0
-500
-1000
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps(s)

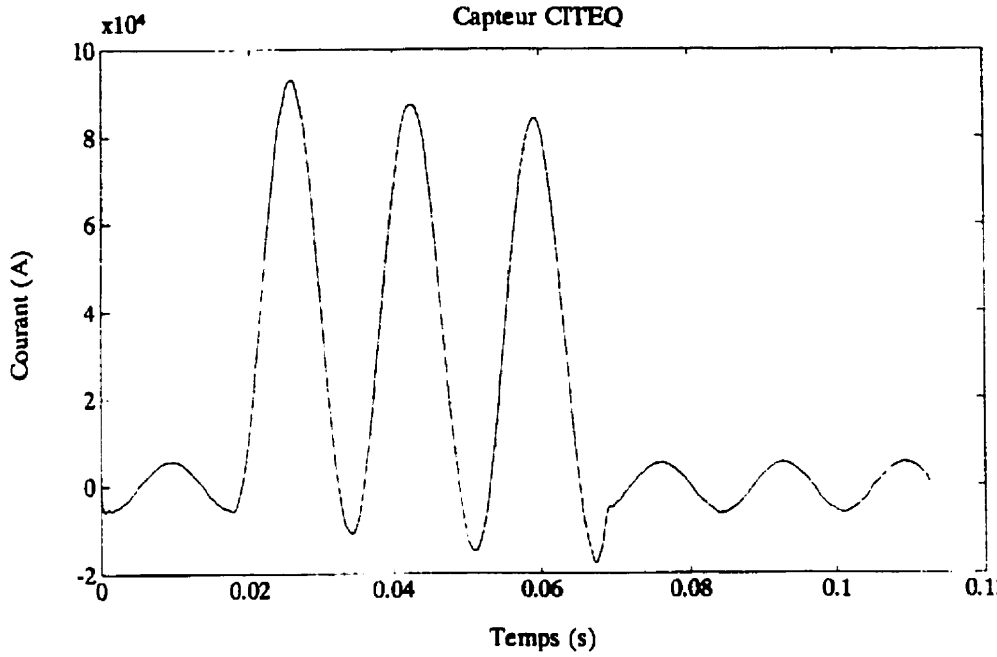

x10⁴
Information dans la bande 100 kHz
Amplitude de la deuxieme harmonique (s.u.)
1
0.8
0.6
0.4
0.2
0
-0.2
-0.4
-0.6
-0.8
-1
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)

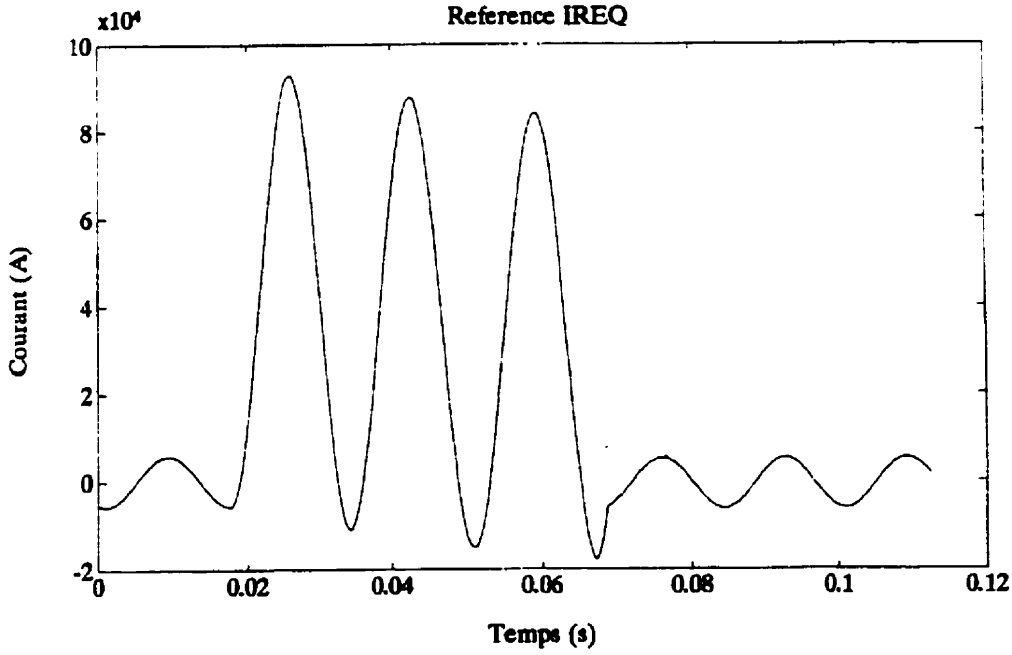

Phase du courant de modulation en fonction du temps
Phase (rad)
90
80
70
60
50
40
30
20
10
0
-10
0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
Temps (s)

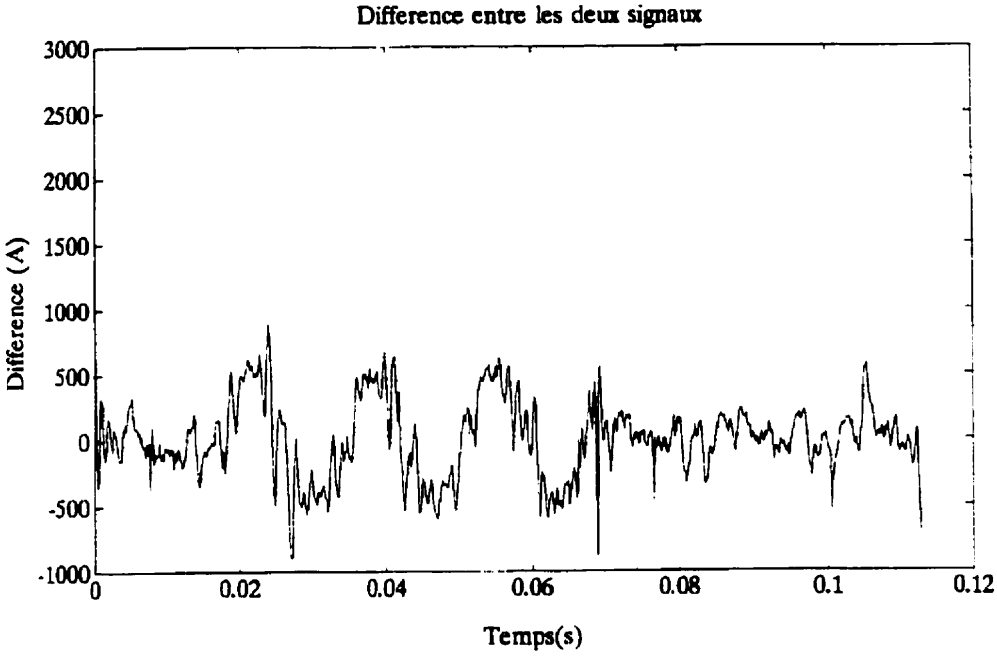
ANNEXE XXIII

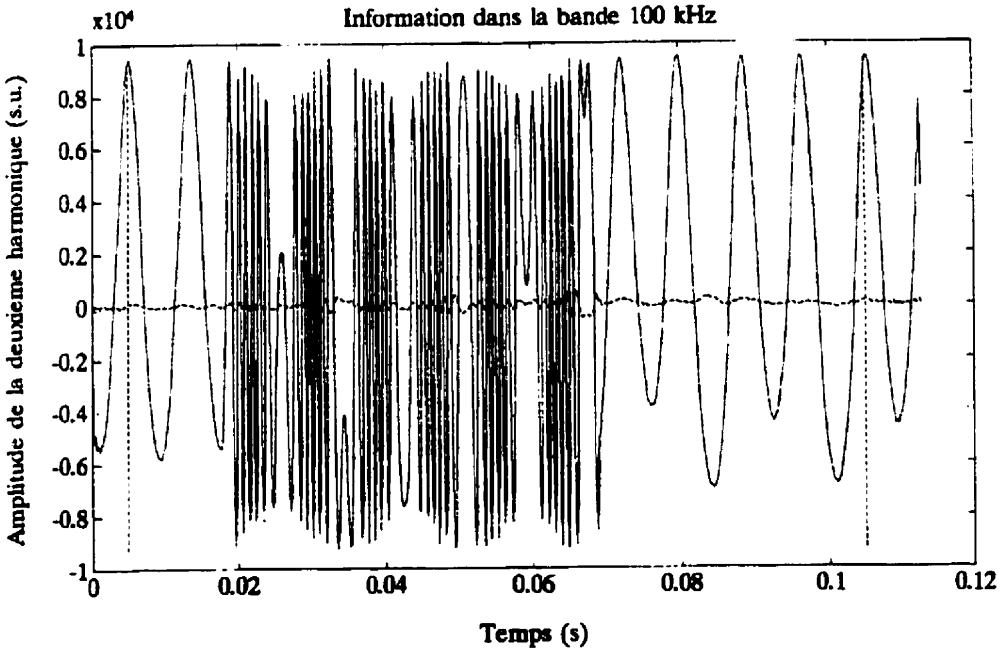
SIGNAUX DU CINQUIÈME ESSAI DE MESURE À FORT COURANT

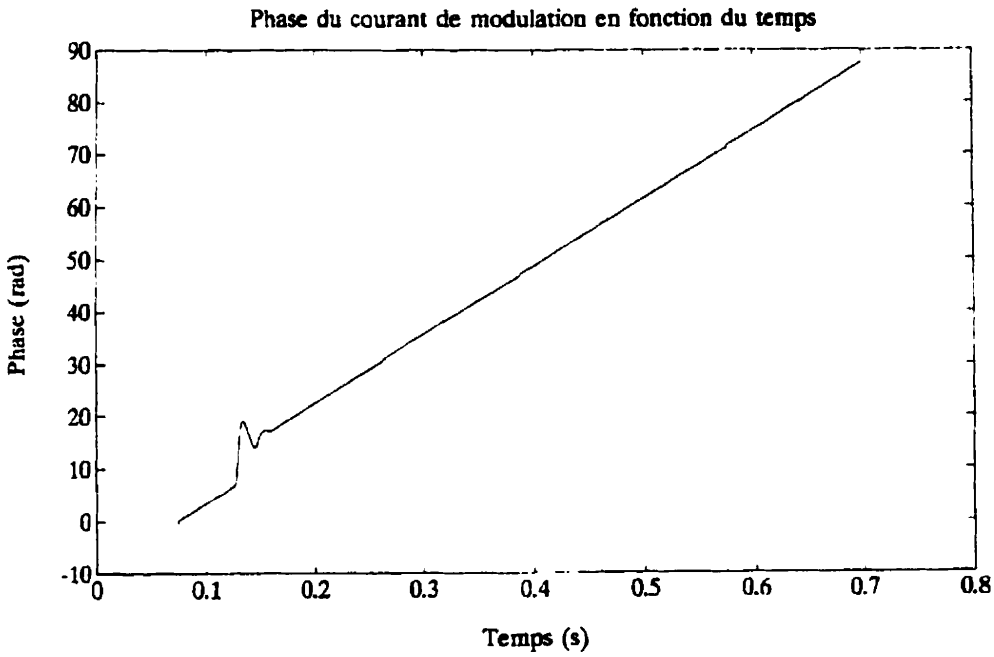
(TARAGE À 75%)


Capteur CITEQ
x10⁴
10
8
6
4
2
0
-2
Courant (A)
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)


Reference IREQ
x10⁴
10
8
6
4
2
0
-2
Courant (A)
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)


Difference entre les deux signaux
Difference (A)
3000
2500
2000
1500
1000
500
0
-500
-1000
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps(s)

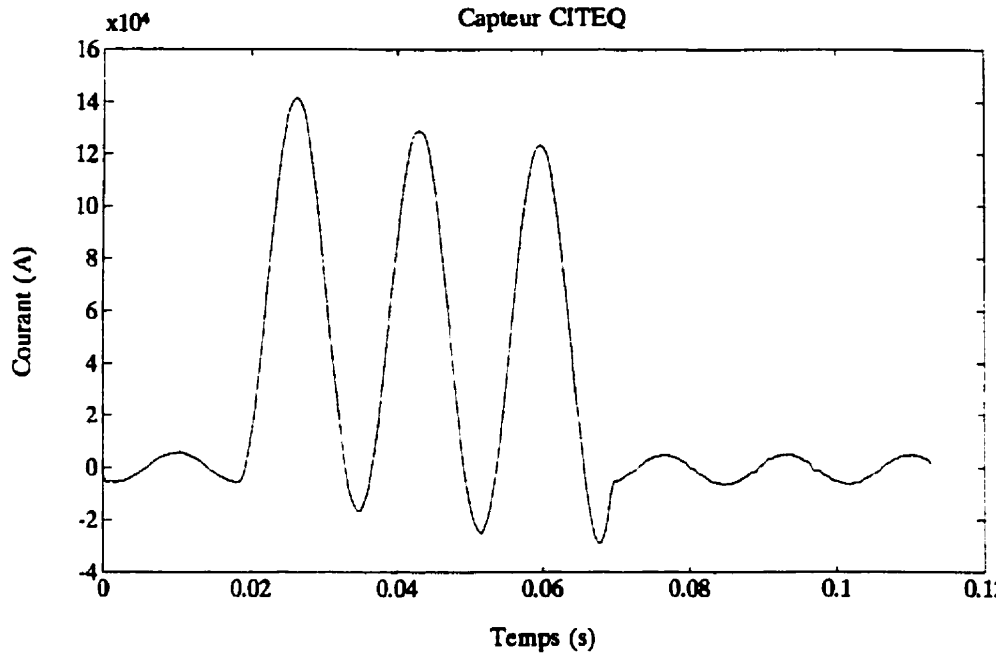

Information dans la bande 100 kHz
x10⁴
Amplitude de la deuxieme harmonique (s.u.)
1
0.8
0.6
0.4
0.2
0
-0.2
-0.4
-0.6
-0.8
-1
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)

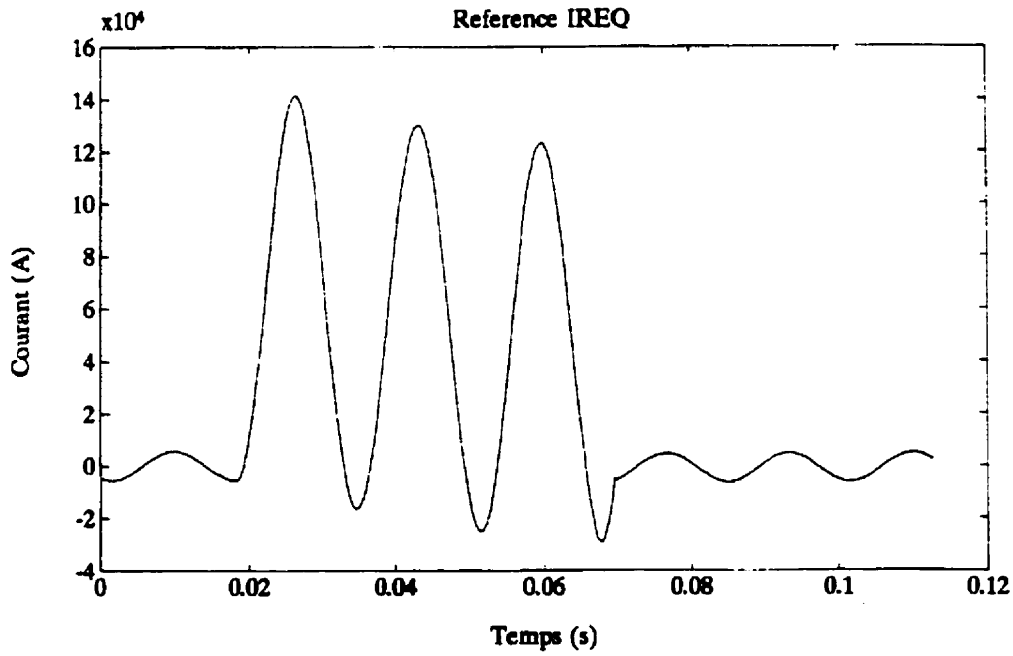

Phase du courant de modulation en fonction du temps
Phase (rad)
90
80
70
60
50
40
30
20
10
0
-10
0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
Temps (s)

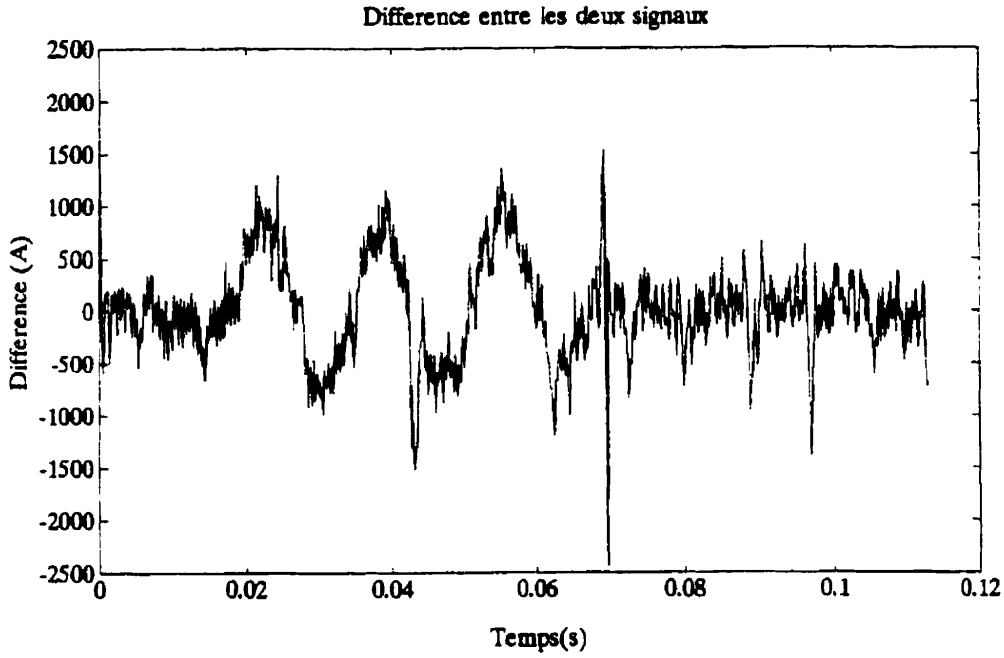
ANNEXE XXIV

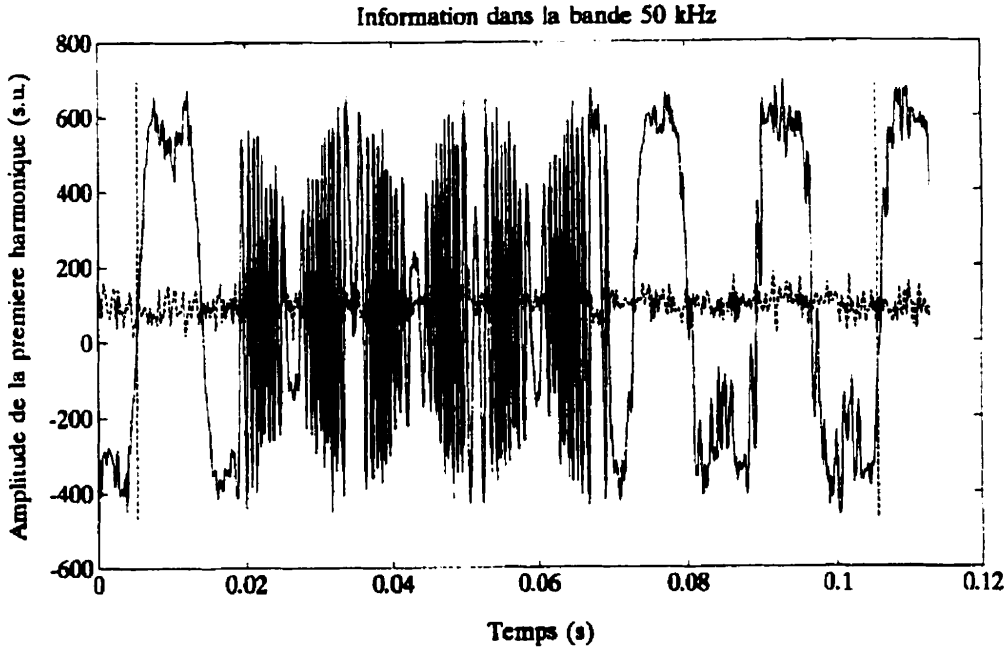
SIGNAUX DU SIXIÈME ESSAI DE MESURE À FORT COURANT

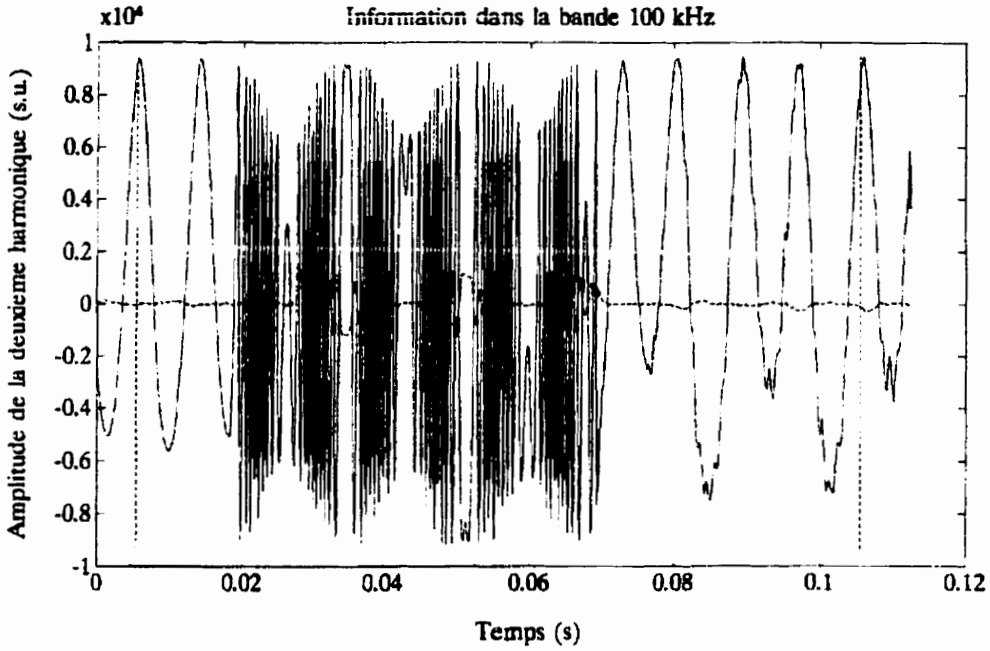
(ESSAI FINAL À 100%)

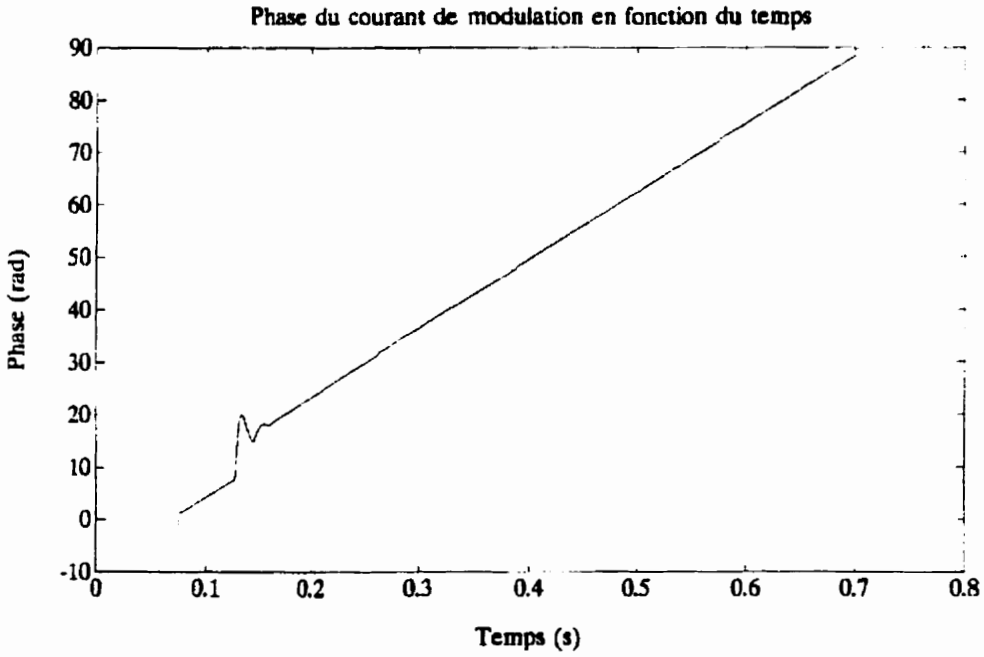

Capteur CITEQ
x10⁴
16
14
12
10
8
6
4
2
0
-2
-4
Courant (A)
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)


Reference IREQ
x10⁴
16
14
12
10
8
6
4
2
0
-2
-4
Courant (A)
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)


Difference entre les deux signaux
Difference (A)
2500
2000
1500
1000
500
0
-500
-1000
-1500
-2000
-2500
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps(s)


Information dans la bande 50 kHz
Amplitude de la premiere harmonique (s.u.)
800
600
400
200
0
-200
-400
-600
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)


x10⁴
Information dans la bande 100 kHz
Amplitude de la deuxieme harmonique (s.u.)
1
0.8
0.6
0.4
0.2
0
-0.2
-0.4
-0.6
-0.8
-1
0
0.02
0.04
0.06
0.08
0.1
0.12
Temps (s)


Phase du courant de modulation en fonction du temps
Phase (rad)
90
80
70
60
50
40
30
20
10
0
-10
0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
Temps (s)

ANNEXE XXV

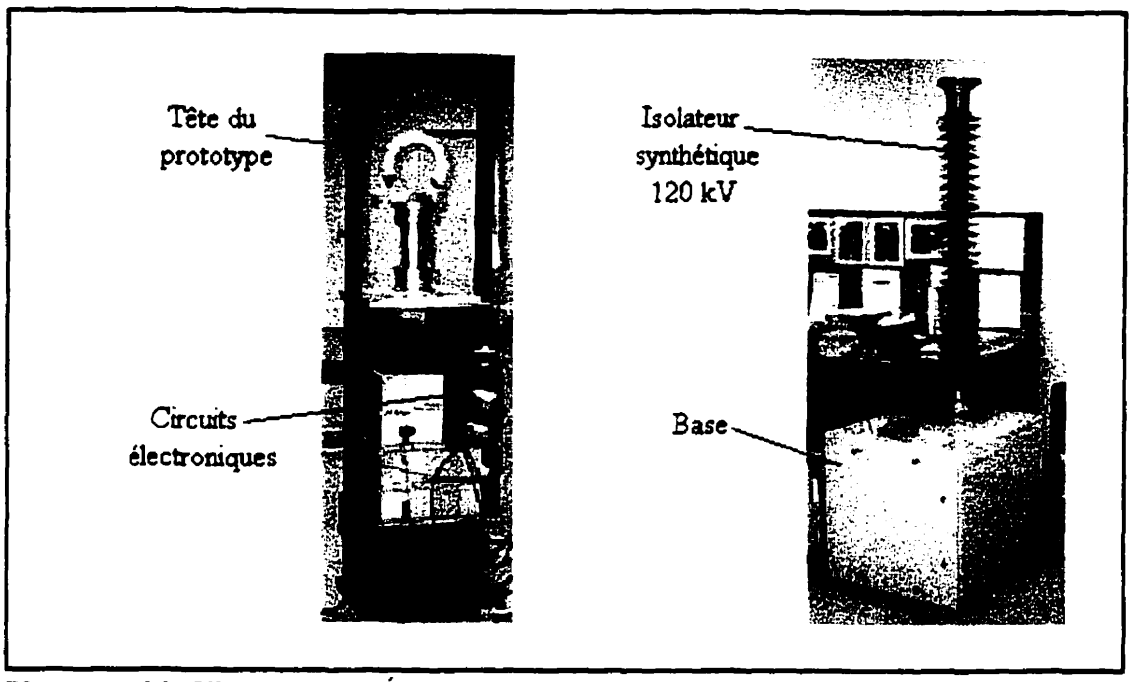
DESCRIPTION DE LA CONCEPTION DU PROTOTYPE PRÉ-COMMERCIAL

Pour de simples raisons d'encombrement, le prototype pré-commercial a été conçu pour le niveau de tension 120 kV. En effet, l'isolateur utilisé étant plus court qu'un isolateur pour le niveau de tension 735 kV (1,5 m versus 8 m), le prototype peut plus facilement être déplacé. Cette considération pratique est importante puisque le prototype est appelé à être transporté dans divers endroits pour les fins d'essais. Également, ce niveau de tension permet l'utilisation de cellules d'essais plus petites et moins dispendieuses.

Partie matérielle

La tête du prototype pré-commercial est simplement constituée d'un anneau d'aluminium (photographie XXV.1). Sa fenêtre est suffisamment grande pour pouvoir accomoder une barre de 6 pouces de diamètre habituellement employée dans les postes à 735 kV. La bobine de mesure, constituée de 200 tours de fibre de type "Spun Hi-Bi", est insérée dans cet anneau. Une tension mécanique d'environ 100 N a été appliquée sur la fibre lors de la fabrication de la bobine. De plus, la bobine a été enduite d'adhésif de façon à ce que son support puisse être retiré. La bobine de mesure est autoportante.

Un isolateur synthétique de niveau 120 kV comporte une variété de fibres monomodes ordinaires, des fibres à maintien de polarisation et des fibres de type "Spun Hi-Bi".



Photographie XXV.1 Éléments du prototype pré-commercial avant leur assemblage

Idéalement, la bobine de mesure est fusionnée à l'une des fibres de type "Spun Hi-Bi" en prenant soin de bien aligner les axes des ellipses du coeur de ces fibres. L'autre extrémité de la bobine est fusionnée à une fibre monomode ordinaire.

L'ensemble tête/isolateur est monté sur une base. Cette base contient le reste du circuit optique i.e. la bobine de modulation, le pseudo-dépolariseur et le coupleur 2×2 constituant le site d'interférence. La bobine de modulation est fabriquée à l'aide de 1000 tours de fibre de type "Spun Hi-Bi". 370 tours de conducteur de cuivre sont enroulés sur cette bobine. Le pseudo-dépolariseur est constitué de deux sections de fibre à maintien de polarisation 3M FS-PM-4621 de 6,5 m et 13 m de longueur.

La source de courant servant à exciter la bobine de modulation est également présente dans la base de l'appareil. Opérant à 50 kHz, elle reçoit un signal de synchronisation du circuit de traitement de signal par l'entremise d'une fibre optique multimode. Grâce à un dispositif de mesure de la température et à un microcontrôleur, la source de courant peut transmettre une mesure de la température dans la base au circuit de traitement de signal par un fibre optique multimode. Elle peut également avertir le circuit de traitement de signal qu'elle a perdu son synchronisme.

Un câble fait le lien entre la base de l'appareil et les circuits électroniques situés dans le bâtiment du poste où le capteur est installé. Il contient des conducteurs de cuivre pour l'alimentation à 48 V c.c. de la source de courant. Il contient aussi les deux fibres optiques multimodes permettant la transmission du signal de synchronisation et de la température de la base. Finalement, deux fibres monomodes ordinaires sont aussi présentes. L'une permet d'acheminer la lumière provenant de la source vers l'interféromètre. L'autre sert à ramener la lumière sortant de l'interféromètre.

Les circuits électroniques sont situés dans un support 19 pouces standard. Des circuits d'alimentation dont la tension nominale d'entrée est de 129 V c.c. fournissent la puissance électrique à l'ensemble du système. Les circuits électroniques se retrouvent au nombre de trois: circuit de la source superluminescente, circuit photodétecteur et circuit de traitement

de signal. Le format de ces circuits est tel qu'un système triphasé complet n'occupe que 6 unités de hauteur standard d'un support 19 pouces.

Le circuit de la source superluminescente contient une diode superluminescente Superlum SLD-361. La longueur d'onde nominale de cette source est de 820 nm pour une largeur de spectre à mi-hauteur de 20 nm. Un circuit à effet Peltier permet de contrôler précisément la température de la diode. En raison du coût élevé de cette diode, un circuit de surveillance à microcontrôleur vérifie constamment l'état et l'environnement de la diode pour la protéger.

Le circuit photodétecteur possède une photodiode PIN permettant de convertir le signal optique en un signal électrique. Un amplificateur à haute transimpédance et à faible bruit transforme le signal courant de la photodiode en un signal tension d'amplitude suffisante pour attaquer le convertisseur analogique/numérique du circuit de traitement de signal.

Le convertisseur du circuit de traitement de signal possède une résolution de 14 bits. Il échantillonne son signal d'entrée à un taux de 800 kiloéchantillons par seconde. Ces échantillons sont traités par un premier processeur de traitement numérique de signaux appelé processeur esclave. Ce processeur, un ADSP2181 de Analog Devices, opère sur des nombres de 16 bits en décimale fixe. Il possède une horloge à 16 MHz, ce qui lui donne un temps d'instruction de 31,25 ns. La fréquence de l'horloge est doublée à l'intérieur du processeur.

Un second processeur de traitement numérique de signaux du même type que le processeur esclave reçoit des données en provenance de ce dernier. Ce second processeur, appelé processeur maître, peut communiquer de façon bidirectionnelle avec le processeur esclave par l'intermédiaire du port IDMA de l'esclave. Il transmet ses données au monde extérieur par l'intermédiaire d'un convertisseur numérique/analogique à deux canaux de 16 bits de résolution. Chacun de ces canaux convertit les données à un taux de 50 kiloéchantillons par seconde. L'un des canaux est dédié aux applications de protection tandis que l'autre sert aux applications de mesurage/facturation. Un circuit d'amplification protège le convertisseur numérique/analogique et amène le niveau de pleine échelle à ±10 V.

Le processeur maître peut également, par l'intermédiaire d'un registre implanté dans un circuit logique programmable, communiquer avec un microcontrôleur chargé de la communication avec la base de l'appareil. Le circuit logique programmable génère l'horloge à 16 MHz des processeurs. Le signal de synchronisation à 50 kHz, qui est envoyé à la source de courant excitant la bobine de modulation, et le signal de gachette à 800 kHz du convertisseur numérique/analogique d'entrée sont obtenus par une division de l'horloge à 16 MHz des processeurs. Ainsi, la source de courant, le convertisseur d'entrée et les processeurs opèrent tous en synchronisme.

Partie logicielle

Le circuit de traitement de signal étant constitué de deux processeurs de traitement numérique de signaux, le logiciel est constitué de deux programmes. Ils ont été écrits en langage C avec quelques routines en assembleur.

Le processeur esclave est chargé d'effectuer la démodulation synchrone du signal reçu du convertisseur d'entrée (figure XXV.1). Chaque fois qu'un échantillon est disponible au convertisseur, une interruption ordonne au processeur d'aller lire cet échantillon de signal. La démodulation effectuée par le processeur esclave comporte une décimation par 16. Ainsi, ce n'est que lorsque 16 échantillons ont été reçus que le processeur opère sur ceux-ci.

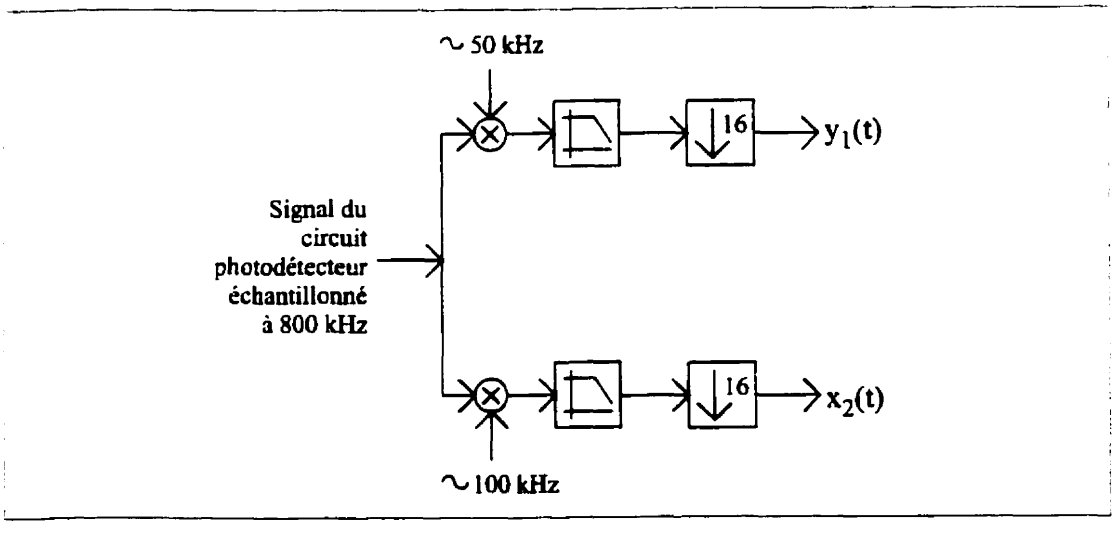


Figure XXV.1 Traitement de signal effectué par le processeur esclave

Le processeur esclave multiplie les échantillons du signal d'entrée par ceux de deux porteuses qu'il génère. L'une de celles-ci possède une fréquence de 50 kHz tandis que la fréquence de l'autre est de 100 kHz.

Chacun de ces deux signaux intermédiaires subit un filtrage passe-bas à l'aide d'un filtre de type FIR à 81 termes permettant de ne conserver que l'information en bande de base. En raison de la décimation par 16, deux signaux en quadrature $y_1(t)$ et $x_2(t)$ à 50 kiloéchantillons par seconde sont obtenus du signal d'entrée à 800 kiloéchantillons par seconde. Chaque fois qu'un échantillon des signaux en quadrature est disponible, une interruption est générée au processeur maître.

Également, le processeur esclave possède des routines d'ajustement de la phase des porteuses à 50 kHz et à 100 kHz. Par une boucle d'asservissement numérique, il parvient à maintenir la phase des porteuses de façon à ce que les signaux en quadrature résultant possèdent une amplitude maximale. La résolution de cet ajustement de phase est de 0,05°.

Lorsque le processeur maître reçoit l'interruption du processeur esclave, il a la tâche de faire la démodulation en quadrature des signaux $y_1(t)$ et $x_2(t)$ issus du processeur esclave (XXV.2). D'abord, il multiplie chacun des échantillons par un facteur servant à compenser l'atténuation de la fonction de transfert en fonction du courant mesuré. Il multiplie aussi les

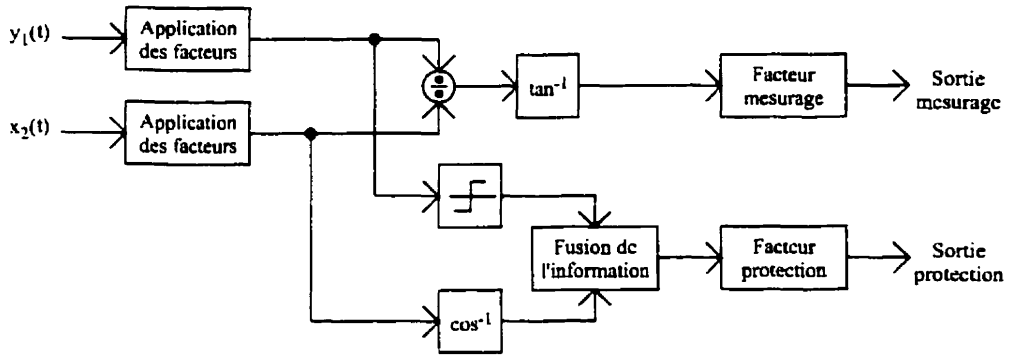


Figure XXV.2 Traitement de signal effectué par le processeur maître

échantillons par un facteur permettant de compenser une variation lente de l'atténuation du circuit optique. Finalement, le signal $y_1(t)$ est multiplié par le facteur de circularité F_c.

L'algorithme employé pour faire la démodulation en quadrature du signal dédié au mesurage/facturation consiste simplement à effectuer le rapport des signaux $y_1(t)$ et $x_2(t)$ et à en prendre l'arctangente. Cette fonction est implantée sous forme d'un polynôme. Il faut également, par l'observation des échantillons des signaux $y_1(t)$ et $x_2(t)$, compter les quadrants traversés. Finalement, un facteur de proportionnalité est appliqué au signal résultant. Celui-ci est envoyé au canal approprié du convertisseur numérique/analogique de sortie.

Pour le signal dédié à la protection, l'algorithme est quelque peu différent. En effet, une variation rapide du taux de couplage de modes entre les deux bobines est susceptible de

modifier rapidement le facteur d'amplitude du signal $y_1(t)$ et peut ainsi perturber un algorithme tel celui employé pour le signal de mesurage/facturation. Le signal $x_2(t)$ ayant été normalisé par l'application de facteurs, il est possible d'extraire un signal proportionnel à la valeur instantanée du courant en en prenant l'arccosinus. Le signe du signal $y_1(t)$ n'est employé que pour suivre les quadrants franchis. Le signal résultant est multiplié par un facteur de proportionnalité pour ensuite être envoyé au canal de protection du convertisseur de sortie.

Après que l'algorithme de mesurage et l'algorithme de protection aient été exécutés, un nouveau facteur servant à compenser l'atténuation de la fonction de transfert en fonction du courant mesuré est obtenu à partir d'une table. Également, un nouveau facteur permettant de compenser une variation lente de l'atténuation du circuit optique et un nouveau facteur de circularité F_c sont obtenus par une boucle d'asservissement numérique.

Finalement, la lecture de l'information en provenance de la base du capteur permet au processeur maître de compenser les facteurs de proportionnalité en fonction de la température à partir d'une table de calibration. Aussi, il vérifie si la source de courant excitant la bobine de modulation opère toujours en synchronisme.