

Effets et mesure de la dispersion dans les guides d'ondes optiques

THÈSE

présentée à la Faculté des Sciences
de l'Université de Genève
pour obtenir le grade de docteur ès sciences, mention physique

par

Luc THÉVENAZ

de

Genève (GE) et Bullet (VD)

Thèse N° 2294

La Faculté des Sciences, sur le préavis de Messieurs O. GUISAN, professeur ordinaire et directeur de thèse (Groupe de Physique Appliquée), R. DAENDLIKER, professeur (Université de Neuchâtel – Institut de Microtechnique), J.-P. VON DER WEID, professeur (Université PUC de Rio de Janeiro, Brésil – Département de Physique) et J.-P. PELLAUX, docteur ès Sciences (Groupe de Physique Appliquée) autorise l'impression de la présente thèse, sans exprimer d'opinion sur les propositions qui y sont énoncées.

Genève, le 16 mars 1988

Thèse N° 2294

Le Doyen:

Jean-Pierre Imhof

AVANT-PROPOS

Les travaux consacrés à cette thèse ont été effectués en gardant à l'esprit leur vocation appliquée, dans le sens qu'ils devaient aboutir à des réalisations pratiques, voire des produits industriels. Ainsi, la majeure partie des recherches ont été faites au niveau expérimental.

Il pourrait toutefois paraître au lecteur non-averti que les développements théoriques exposés par la suite forment une part importante d'une thèse de physique appliquée. En fait, pour avoir une pleine vision de son expérience, l'expérimentateur doit comprendre et maîtriser les fondements théoriques formant la base de son travail. Ces développements représentent donc tout une partie de l'effort de recherche, qui a abouti à une synthèse des effets touchant la dispersion et sa mesure. Par ailleurs, la recherche appliquée en optique guidée devient de plus en plus le domaine réservé des ingénieurs, et il a semblé opportun que certains développements soient exposés avec une approche physique du problème, en utilisant un formalisme moderne. Certaines conventions d'écriture ont été utilisées pour ces développements: les grandeurs classiques sont représentées par des caractères arrondis (ε, M) lorsqu'il s'agit de matrices, sinon par des lettres latines (I, P), tandis que les opérateurs quantiques utilisent des caractères gras (a, E), leur adjoint (a^+, E^+) étant désigné de la façon habituelle.

Quant à la partie expérimentale, il a semblé important dans un premier temps de justifier comment et sous quelles conditions la valeur mesurée est représentative de la grandeur physique à évaluer. Cette étape, indispensable dans toute expérimentation métrologique, précède la description du dispositif expérimental et les résultats. A la fin de chaque chapitre, les points principaux sont brièvement rappelés dans un résumé.

Cette thèse n'aurait pas pu voir le jour sans l'aide précieuse de plusieurs personnes, et je tiens tout d'abord à remercier le Prof. Olivier Guisan qui non seulement a accepté de diriger cette thèse dans le cadre du Groupe de Physique Appliquée, mais en plus m'a offert un soutien efficace pendant toute la durée de ce travail.

Par ailleurs, toute ma gratitude et mon amitié vont au Dr Jean-Paul Pellaux, qui a assuré une supervision scientifique tout au long de ce travail, qui a guidé mes premiers pas dans le domaine et su me faire

confiance par la suite, et qui a aussi défendu ma volonté de réaliser cette thèse.

En particulier, je tiens aussi à remercier le Prof. René Dändliker, dont le cours m'a apporté une base essentielle pour la compréhension et l'étude de ce vaste domaine qu'est aujourd'hui l'optique.

Mes sincères remerciements vont également au Prof. Jean-Pierre von der Weid et au Dr Nicolas Gisin pour les nombreuses discussions fructueuses et leur aide. Je tiens aussi à remercier sincèrement toutes les Administrations et les Industries qui ont soutenu ce travail en prenant part aux projets 1207 et 1460 de la Commission pour l'Encouragement à la Recherche Scientifique, soit: Cabloptic SA, PTT, GDA et Promogap.

Enfin une pensée toute particulière va à Rose-May, mon épouse, qui m'a accompagné et soutenu pendant toute la durée de ce travail et à Matthieu, qui a été bien souvent privé d'une présence attentive de son père.

Genève, le 10 février 1988

TABLE DES MATIÈRES

I	Introduction	2
II	Propagation de la lumière dans un milieu dispersif	4
	A Description classique	5
	B Description quantique	13
	Annexe	17
III	Effets dispersifs dans les fibres optiques	19
	A Propagation de la lumière dans une fibre optique	19
	B Dispersion dans les fibres optiques	26
IV	Mesure interférométrique de la dispersion	34
	A Description de la méthode	35
	B Dispositif expérimental	48
	C Ligne de retard en fibre	53
	D Technique de mesure et résultats	61
V	Mesure de la dispersion par double modulation de la lumière	81
	A Description de la méthode	83
	B Dispositif expérimental	88
	C Résultats	100
VI	Conclusion	112
VII	Publications, conférences et brevet	114

I INTRODUCTION

L'optique guidée a récemment pris un essor considérable grâce en grande partie à la conjonction de deux développements. D'une part, la maîtrise technique de la fabrication de grandes longueurs de guides de lumière atténuant peu le signal et pouvant transporter une très haute densité d'information: les fibres optiques en silice. D'autre part, la mise au point de sources de lumière adaptées à cette utilisation par leurs propriétés optiques et électriques et par leur miniaturisation: les diodes laser semiconductrices.

Les premières lignes de transmission optiques ont utilisé des fibres multimodes à gradient d'indice, dans lesquelles la lumière est guidée dans une zone de $50\ \mu\text{m}$ de diamètre au centre de la fibre. La forme de la distribution d'indice de réfraction est parabolique pour ajuster les temps de propagation des différents modes. Cette première étape a établi la viabilité économique des liaisons optiques.

Lorsque les premiers travaux consacrés à cette thèse ont débuté, une deuxième génération de fibres a commencé à être produite, ayant la particularité de ne guider qu'un seul mode transversal: les fibres dites *monomodes*. Ces dernières ne guident la lumière que dans une zone de 8 à $10\ \mu\text{m}$ de diamètre. Elles ont l'avantage de présenter une atténuation très proche de la limite théorique et surtout de pouvoir transporter une densité d'information quasiment infinie. En plus des difficultés liées à la connection de ces fibres, leurs performances extrêmes rendent très difficiles la mesure de leurs caractéristiques. Ainsi, la densité d'information transmise est limitée par les variations spectrales du temps de propagation ou *dispersion chromatique*. Or, en raison de sa faible valeur, cette dispersion nécessite une évaluation du temps de propagation dans plusieurs kilomètres de fibres avec une précision de l'ordre de 10^{-12} secondes. Cette difficulté a induit un effort de recherche dans plusieurs laboratoires et a constitué la motivation de ce travail.

Actuellement, les fibres optiques monomodes se sont en pratique totalement imposées. Comme elles ont en plus la propriété de guider la lumière en offrant une totale cohérence spatiale, ces fibres ont amené une nouvelle

manière de concevoir l'optique, qui devient " câblée " tout en conservant la cohérence. Par ailleurs, des éléments optiques spécialement conçus pour cette nouvelle optique monomode sont développés et deviennent disponibles, tels des éléments passifs fabriqués à partir de fibres optiques monomodes ou des dispositifs d'optique intégrée conçus sur la base de guides d'onde monomodes sur un substrat. Certains de ces éléments ont pu être déjà utilisés dans le cadre de ce travail.

Bien que des progrès et des nouveaux développements aient été réalisés depuis son apparition, la fibre optique monomode garde une place prépondérante comme lien entre éléments d'optique guidée et surtout comme ligne de transmission. La mesure de sa dispersion chromatique demeure par conséquent de première importance. Dans ce but, il est nécessaire de pouvoir évaluer le temps de propagation dans quelques kilomètres de fibre avec une résolution de l'ordre de la picoseconde sur toute la région spectrale d'intérêt, soit pour des longueurs d'onde comprises entre 1200 et 1600 nm.

La première méthode qui ait été proposée pour cette mesure utilisait des impulsions lumineuses générées par effet Raman dans une fibre¹. La détermination du temps de propagation de ces impulsions donne directement l'information désirée. Toutefois, en plus de l'infrastructure importante qu'elle nécessite, cette méthode n'est pas très précise ($\Delta t \approx 50$ ps) et son utilisation est délicate.

Une autre méthode plus indirecte, mais potentiellement plus précise, a été proposée, utilisant le principe de l'interférométrie en lumière blanche². Cette technique peut utiliser n'importe quelle source incohérente et emploie un équipement simple. Toutefois, son utilisation reste délicate compte tenu du nombre et de la précision des alignements requis. La version " tout-fibre " développée dans le cadre de cette thèse a permis de s'affranchir de ces problèmes, tout en permettant de mesurer avec une très grande précision relative et d'évaluer la biréfringence des fibres.

Plus récemment, une autre méthode est apparue, utilisant pour la mesure du temps de propagation les variations de phase de la modulation à haute fréquence d'une source lumineuse à large spectre³. La résolution théorique

¹ L.G.Cohen, C.Lin, Applied Optics, 16, p.3136-3139, (1977)

² M.Tateda et al, IEEE J. Quantum Electron., QE-17, p.404-407, (1981)

³ B.Costa et al, Electronics Letters, 19, p.1074-1076, (1983)

est très bonne, mais la faiblesse du signal de mesure dégrade fortement les performances. Le remplacement de la source incohérente par un ensemble de diodes lasers a éliminé cet inconvénient⁴, mais ne permet en fait la mesure que pour un petit nombre de longueurs d'onde. Une autre méthode proposée dans cette thèse utilise également les variations de phase de la modulation de la lumière. Elle a l'avantage d'utiliser une source à large spectre, sans subir les inconvénients liés à la faible intensité du signal, permettant d'atteindre la résolution temporelle nécessaire sur toute la région spectrale d'intérêt.

Dans cette thèse, avant les descriptions expérimentales, un chapitre est consacré à établir théoriquement que la dispersion dégrade l'information se propageant dans les guides d'onde monomodes, en mettant en évidence ses effets. L'allure de la dispersion chromatique dans les fibres optiques est alors déduite en toute généralité dans un autre chapitre, avant les descriptions des méthodes étudiées et réalisées dans le cadre de ce travail.

⁴C.Lin et al, Bell Syst. Tech. J., 62, p.457-462, (1983)

II PROPAGATION DE LA LUMIERE DANS UN MILIEU DISPERSIF

Tous les milieux autres que le vide présentent une dispersion chromatique, c'est-à-dire une variation de la vitesse de propagation de la lumière suivant sa longueur d'onde. Son origine réside dans l'interaction entre ondes électromagnétiques et atomes ou ensembles d'atomes, interaction dont l'intensité dépend de la longueur d'onde. En ce qui concerne la propagation d'un signal de lumière dans un guide d'onde optique, l'onde lumineuse est obligatoirement polychromatique, car elle est modulée et la source de lumière possède une largeur spectrale intrinsèque. Il faut donc s'attendre à ce que la dispersion influence les caractéristiques du signal transmis.

Dans ce chapitre, l'effet de la dispersion chromatique sur la propagation d'un signal est formulé indépendamment de ses causes, qui font l'objet du chapitre suivant. Dans le cadre du problème traité ici, la propagation d'un seul mode transversal dans un guide d'onde est formellement équivalente à une superposition d'ondes planes se propageant dans une direction unique de l'espace. Les différentes ondes planes sont distinguées par leur fréquence optique ω_1 , et sont de ce fait appelées conventionnellement *modes longitudinaux* ou, plus simplement *modes* lorsque la confusion n'est pas possible avec les modes transversaux. C'est le cas dans ce chapitre où l'hypothèse d'un seul mode transversal est posée dès le départ.

Les résultats sont établis en appliquant deux formalismes différents: l'un basé sur l'optique ondulatoire classique, l'autre sur l'optique quantique. Un raisonnement classique reste parfaitement suffisant pour la description de lumière chaotique ou cohérente, telle qu'elle est générée par toutes les sources actuellement utilisées dans les applications courantes. Toutefois, de récentes publications font état de la génération avec succès de lumière dite non-classique⁵, pour laquelle le bruit dû à la nature quantifiée de l'énergie du champ électromagnétique est fortement réduit. Des applications pratiques utilisant ce type de lumière sont sérieusement envisagées à l'avenir, du fait des plus faibles fluctuations d'intensité obtenues grâce à la réduction du bruit quantique. Pour cette raison, il est intéressant de se demander si la dispersion agit de façon particulière sur la propagation de

⁵ R.Loudon, P.L.Knight, J. Modern Optics, 34, p.709-759 (1987)

lumière de ce type. Comme la réponse ne peut pas être trouvée à l'aide de l'optique classique, il a fallu utiliser le formalisme issu de la seconde quantification.

II.A DESCRIPTION CLASSIQUE

Le champ optique émis par la source est constitué d'un certain nombre de modes, ayant chacun leur propre fréquence ω_1 et une phase arbitraire ϕ_1 . Le champ électrique peut donc s'écrire:

$$E_s = \sum_1 E_{01} e^{i\omega_1 t} \quad (2.1)$$

où E_{01} est l'amplitude complexe du mode i , dans laquelle est incluse la phase ϕ_1 . Dans cette expression, il n'est pas tenu compte de la polarisation, car dans ce chapitre les paramètres de propagation sont supposés ne pas dépendre de la polarisation. Dans le cas contraire, E_{01} s'écrit sous forme d'un vecteur complexe à deux composantes.

Afin de définir simplement et sans ambiguïté l'effet de la modulation et de la propagation, chaque mode est représenté par un vecteur appartenant à un espace. Dans les notations de Dirac, ce vecteur s'écrit $|i, \omega\rangle$, où i dénote le mode et ω sa fréquence optique. Pour alléger l'écriture, il sera noté désormais $|\omega_1\rangle$; toutefois, ce vecteur demeure le produit tensoriel de $|i\rangle$ et $|\omega\rangle$, dans le sens qu'il s'agit de la composante de fréquence ω du mode i . Cette précaution est nécessaire, car après modulation il se peut que des composantes de même fréquence proviennent de modes différents.

L'action de la source consiste à exciter chaque mode avec une amplitude E_{01} et peut ainsi être décrite par un opérateur:

$$\mathcal{E}_s = \sum_1 E_{01} |\omega_1\rangle \langle \omega_1| \quad (2.2)$$

Le comportement harmonique est donné dans cette notation par le produit scalaire suivant:

$$\langle t | \omega_1 \rangle = e^{i\omega_1 t} \quad (2.3)$$

où $|t\rangle$ représente le temps et s'applique indifféremment sur tous les modes.

D'autre part, une moyenne d'ensemble prise sur une expression se résume par la relation d'orthogonalité suivante si les modes n'ont pas de relation

de phase définie entre eux:

$$\overline{\langle \omega_i | \omega_j \rangle} = \delta_{ij} \quad (2.4)$$

l'hypothèse d'ergodicité étant implicitement admise.

Le champ électrique, après modulation et propagation dans le milieu dispersif de longueur L , est transformé en appliquant cette suite d'opérateurs:

$$\mathcal{E}(L) = \mathcal{D}(L) M \mathcal{E}_S \quad (2.5)$$

avec

$$M = \sum_k b_k |\omega + \Omega_k\rangle \langle \omega| \quad : \text{l'opérateur représentant la modulation du signal.}$$

Les coefficients complexes b_k sont les composantes de Fourier du signal modulé.

$$\mathcal{D}(L) = e^{-i\beta(\omega)L} e^{-\frac{1}{2}\alpha(\omega)L} |\omega\rangle \langle \omega| \quad : \text{la propagation de l'onde plane dans le milieu dispersif, avec } \beta(\omega) \text{ la constante de propagation et } \alpha(\omega) \text{ l'affaiblissement de l'onde.}$$

Ces deux derniers opérateurs s'appliquent indifféremment sur tous les modes. L'effet de la modulation est donc de décomposer chaque mode incident en une *superposition cohérente* de modes, dont l'amplitude et la phase relatives sont données par les coefficients de Fourier b_k . Comme les modes formant cette décomposition ont toutefois des fréquences différentes, le produit scalaire de l'expression (2.4) doit être complété ainsi:

$$\overline{\langle \omega_i | \omega_j + \Omega_k \rangle} = e^{i\Omega_k t} \delta_{ij} \quad (2.6)$$

L'intensité détectée en fonction du temps est alors donnée par l'expression suivante:

$$\langle I(t, L) \rangle = \frac{1}{2} \epsilon_0 c \overline{\langle t | \mathcal{E}^+(L) \mathcal{E}(L) | t \rangle} \quad (2.7)$$

où la barre dénote qu'une moyenne d'ensemble doit être prise. En utilisant (2.6), l'expression suivante est déduite pour l'intensité:

$$\langle I(t, L) \rangle = \sum_i I_{0i} \left| \sum_k b_k e^{-i\beta(\omega_i + \Omega_k)L} e^{-\frac{1}{2}\alpha(\omega_i + \Omega_k)L} e^{i\Omega_k t} \right|^2 \quad (2.8)$$

avec $I_{0i} = \frac{1}{2} \epsilon_0 c E_{0i}^2$.

A ce stade, une approximation peut être faite concernant l'atténuation optique α . En effet, la fréquence maximale du spectre de modulation est en pratique de plusieurs ordres de grandeur inférieure à la fréquence optique de la porteuse. En d'autres termes, les différents modes formant la décomposition d'un même mode par la modulation présentent des fréquences optiques extrêmement proches en valeur relative. De ce fait, il est raisonnable de considérer que tous ces modes vont subir la même atténuation, c'est-à-dire:

$$\alpha(\omega_1 + \Omega_k) \approx \alpha(\omega_1) \quad \text{pour tout } k \quad (2.9)$$

Par contre, une approximation similaire ne peut être faite sur la constante de propagation β . En effet, celle-ci agit sur la phase des ondes lumineuses. Or, les modes appartenant à la même décomposition interférant, de petites différences de phase entre eux peuvent apporter d'importants changements sur l'intensité détectée. Pour cette raison, une approximation plus fine est effectuée, en développant la constante de propagation en série de Taylor autour de la fréquence médiane ω_0 du spectre de la source:

$$\beta(\omega_1 + \Omega_k) \approx \beta_0 + \beta' \cdot (\omega_1 + \Omega_k - \omega_0) + \frac{\beta''}{2} \cdot (\omega_1 + \Omega_k - \omega_0)^2 \quad (2.10)$$

où les primes indiquent une dérivation par rapport à ω et prise en ω_0 et il est admis que la largeur spectrale de la source est beaucoup plus petite que ω_0 .

La constante de propagation β représente en fait le nombre d'onde effectif de l'onde se propageant; ainsi, par définition, β_0/ω_0 est égal à l'inverse de la vitesse de phase en ω_0 et β' à l'inverse de la vitesse de groupe. Quant à β'' , il s'agit du terme dispersif proprement dit.

En utilisant les approximations (2.9) et (2.10), l'expression (2.8) se simplifie et devient:

$$\langle I(t, L) \rangle = \sum_1 I_{01} e^{-\alpha(\omega_1)L} \left| \sum_k b_k e^{i\Omega_k [t - \beta' L - \beta''(\omega_1 - \omega_0)L]} e^{-i\frac{\beta''}{2} \Omega_k^2 L} \right|^2 \quad (2.11)$$

La sommation sur l'indice k revient à effectuer la transformée de Fourier

inverse de la fonction suivante:

$$\hat{f}(\Omega_k) = b_k e^{-i\frac{\beta''}{2}\Omega_k^2 L} \quad (2.12)$$

qui est le spectre de modulation à la sortie de la fibre, en tenant compte du déphasage sur chaque composante dû à la dispersion. Ainsi, (2.11) peut se récrire:

$$\langle I(t, L) \rangle = \sum_1 I_{0i} e^{-\alpha(\omega_i)L} \left| f[t - \beta' L - \beta''(\omega_i - \omega_0)L] \right|^2 \quad (2.13)$$

L'intensité détectée est donc la somme, pondérée sur le spectre, de la distribution temporelle d'intensité résultant de la modulation de chaque mode. Cette distribution temporelle d'intensité est *retardée* de la quantité $[\beta' + \beta''(\omega_i - \omega_0)]L$. Il s'agit en fait du temps de propagation lié à la vitesse de groupe, corrigé au premier ordre.

L'effet de β'' peut maintenant être évalué qualitativement, en examinant (2.12) et (2.13). Lorsque $\beta'' = 0$, le signal n'est pas modifié, mais affaibli par l'atténuation et retardé. Il est donc suffisant que la dispersion soit nulle pour que le signal se propage sans modification de forme, pour autant que les termes d'ordres supérieurs puissent encore être négligés dans l'approximation (2.10). Par contre, lorsque $\beta'' \neq 0$, le produit entre composante spectrale et terme dispersif apparaissant dans (2.12) correspond dans le domaine temporel à une convolution. La conséquence de cet effet est l'amortissement des variations rapides des fonctions convoluées. Ainsi, les composantes du spectre de modulation seront d'autant plus atténuées que leur fréquence est élevée. De plus, l'effet de β'' dans (2.13) est de décaler dans le temps les signaux provenant de modes différents, ce qui peut s'écrire formellement comme une convolution également. A moins que la source soit monochromatique, ce dernier effet domine largement, les largeurs de bande optiques mises en jeu étant en principe largement supérieures aux largeurs de bande de modulation.

Par ailleurs, l'effet de $\beta^{(3)}$, le premier terme négligé dans (2.10), peut être également évalué sur certains signaux, comme par exemple une impulsion gaussienne⁶. Il agit en étalant l'impulsion de façon asymétrique, provoquant une distorsion. En pratique, la faible valeur de ce terme rend

⁶D.Marcuse, Applied Optics, 19, p.1653-1660, (1980).

son effet difficilement observable.

Pour conclure cette section, les relations établies sont appliquées dans deux cas particuliers importants: une modulation sinusoïdale et la propagation d'une impulsion gaussienne:

Modulation sinusoïdale

L'intensité émise par la source prend dans ce cas la forme suivante:

$$\langle I(t,0) \rangle = I_0 \frac{1}{2} (1 + \cos \Omega t) \quad (2.14)$$

Un tel comportement est obtenu en appliquant l'opérateur de modulation suivant:

$$M = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\left| \omega + \frac{\Omega}{2} \right\rangle \langle \omega | + \left| \omega - \frac{\Omega}{2} \right\rangle \langle \omega | \right] \quad (2.15)$$

Chaque mode incident est donc décomposé en une superposition cohérente de deux modes, ce qui est le minimum requis pour obtenir une modulation.

En remplaçant dans (2.11), l'expression suivante est obtenue:

$$\langle I(t,L) \rangle = \sum_i I_{0i} e^{-\alpha(\omega_i)L} \frac{1}{2} \left[1 + \cos \left[\Omega \left(t - \beta' L - \beta''(\omega_i - \omega_0)L \right) \right] \right] \quad (2.16)$$

La composante continue n'est pas modifiée par la dispersion, ce qui était prévisible. Par contre, la composante sinusoïdale dépend de β'' et la sommation sur les modes i revient à prendre la transformée en cosinus du spectre d'intensité à la sortie de la fibre. Comme par définition ce spectre est réel, cette transformée est équivalente à la partie réelle de la transformée de Fourier. En supposant le spectre de la source continu, il faut remplacer la somme sur les modes par une intégrale, en introduisant une distribution spectrale:

$$E_{0i} = E_0 F(\omega_i - \omega_0) d\omega_i \quad \text{avec} \quad \int |F(\omega_i - \omega_0)|^2 d\omega_i = 1 \quad (2.17)$$

où ω_0 est également la fréquence médiane.

D'autre part, on peut définir la fonction suivante:

$$g_L(\tau) = I_{0L}^{-1} \int E_0^2 |F(\omega_i - \omega_0)|^2 e^{-\alpha(\omega_i)L} e^{-i(\omega_i - \omega_0)\tau} d(\omega_i - \omega_0) \quad (2.18)$$

où

$$I_{OL} = \int E_0^2 |F(\omega_1 - \omega_0)|^2 e^{-\alpha(\omega_1)L} d(\omega_1 - \omega_0) \quad (2.19)$$

est l'intensité totale à l'extrémité de la fibre, sans modulation.

Cette fonction g_L , qui est la transformée de Fourier du spectre d'intensité à la sortie de la fibre, représente le *degré de cohérence temporelle du premier ordre* de la lumière en ce point⁷. Comme conséquence de sa définition, une telle fonction possède les propriétés suivantes:

$$|g_L(\tau)| \leq 1 \quad \text{en particulier } g_L(0) = 1 \quad (2.20)$$

$$\text{et } |g_L(-\tau)| = |g_L(\tau)|$$

La composante sinusoïdale de (2.16) peut alors être évaluée:

$$\begin{aligned} \sum_1 I_{01} e^{-\alpha(\omega_1)L} \cos[\Omega(t - \beta'L - \beta''(\omega_1 - \omega_0)L)] \\ = I_{OL} \operatorname{Re} \left\{ e^{i\Omega(t - \beta'L)} g_L(\Omega\beta''L) \right\} \end{aligned} \quad (2.21)$$

En posant

$$g_L(\tau) = |g_L(\tau)| e^{i\phi_g(\tau)} \quad (2.22)$$

l'expression finale suivante est obtenue pour l'intensité détectée:

$$\langle I(t, L) \rangle = I_{OL} \frac{1}{2} \left\{ 1 + |g_L(\Omega\beta''L)| \cos[\Omega(t - \beta'L) + \phi_g(\Omega\beta''L)] \right\} \quad (2.23)$$

La modulation est donc déphasée de la quantité ϕ_g . Ce terme de phase vaut toutefois zéro si la dispersion est nulle ou si le spectre de la source est symétrique. Cette dernière condition est en pratique toujours approximativement remplie, ce qui implique que ϕ_g est en général de faible valeur. Ce terme n'est qu'une correction pour tenir compte de la répartition assymétrique de lumière sur le spectre et n'apporte pas de limitation pratique.

Par contre, en vertu des propriétés (2.20), l'amplitude de la modulation est diminuée du facteur $|g_L(\Omega\beta''L)|$. Comme distribution spectrale et degré de cohérence sont reliés par une transformée de Fourier, les écarts quadratiques de ces fonctions obéissent à une relation d'indétermination. En

⁷ Voir par exemple R.Loudon, "Quantum theory of light", Oxford, 2nd ed., p.83-85

supposant que la largeur spectrale de la source vaut $\Delta\omega$, on obtient alors:

$$\Delta\omega t_c \approx \frac{1}{2} \quad (2.24)$$

où t_c représente le temps de cohérence, demi-largeur de g_L .

Par conséquent, pour ne pas être notablement amorti par la dispersion, le signal doit remplir la condition:

$$\Omega |\beta''| L \leq t_c \approx \frac{1}{2\Delta\omega} \quad (2.25)$$

ce qui fixe la bande passante du système.

Impulsion gaussienne

L'information transmise dans une fibre optique est généralement codée sous forme d'impulsions lumineuses. Il est avantageux d'approximer la forme de ces impulsions par une courbe gaussienne, car de cette façon le calcul des effets de la dispersion peut être effectué de manière analytique et exacte, pour autant que le spectre de la source soit également gaussien.

Ainsi, l'intensité émise par la source prend la forme suivante en fonction du temps:

$$\langle I(t,0) \rangle = I_0 e^{-\frac{t^2}{\tau^2}} \quad (2.26)$$

où τ représente la largeur typique de l'impulsion.

Les coefficients b , donnant l'amplitude relative de chaque composante spectrale de la modulation déterminés en prenant la transformée de Fourier de la distribution temporelle d'amplitude, c'est-à-dire la racine de (2.26). Compte tenu du comportement aperiodique de l'impulsion, le spectre de modulation est continu et les coefficients b sont plutôt représentés par une distribution:

$$b(\Omega) = \frac{\tau}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\Omega^2 \tau^2}{2}} \quad (2.27)$$

A partir de la définition (2.12), la fonction $f(t)$ est calculée en prenant la transformée de Fourier inverse:

$$f(t) = \frac{\tau}{\sqrt{\tau^2 - i\beta''L}} e^{-\frac{t^2}{2(\tau^2 - i\beta''L)}} \quad (2.28)$$

La distribution spectrale de la source est également supposée gaussienne, ce qui donne:

$$|F(\omega_1 - \omega_0)|^2 = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\omega} e^{-\frac{(\omega_1 - \omega_0)^2}{\Delta\omega^2}} \quad (2.29)$$

où $\Delta\omega$ est la largeur spectrale et ω_0 la fréquence centrale.

A l'aide des définitions (2.17) et (2.19) et en supposant pour simplifier que l'atténuation est uniforme sur tout le spectre de la source, l'intensité détectée, donnée par l'expression (2.13), devient finalement:

$$\langle I(t, L) \rangle = \frac{I_{0L} \tau}{\sqrt{\tau^2 + (\beta''L)^2(1/\tau^2 + \Delta\omega^2)}} e^{-\frac{(t - \beta'L)^2}{\tau^2 + (\beta''L)^2(1/\tau^2 + \Delta\omega^2)}} \quad (2.30)$$

L'impulsion va donc s'élargir en se propageant, et sa largeur en fonction de la distance parcourue L s'exprime comme:

$$\tau(L) = \sqrt{\tau^2 + (\beta''L)^2(1/\tau^2 + \Delta\omega^2)} \quad (2.31)$$

Dans un milieu dispersif, une impulsion va s'élargir pour deux raisons: d'une part à cause de la largeur spectrale intrinsèque de la source $\Delta\omega$, d'autre part à cause de l'élargissement spectral induit par la modulation et représenté par $1/\tau$. Ainsi l'impulsion va s'étaler même si la source est

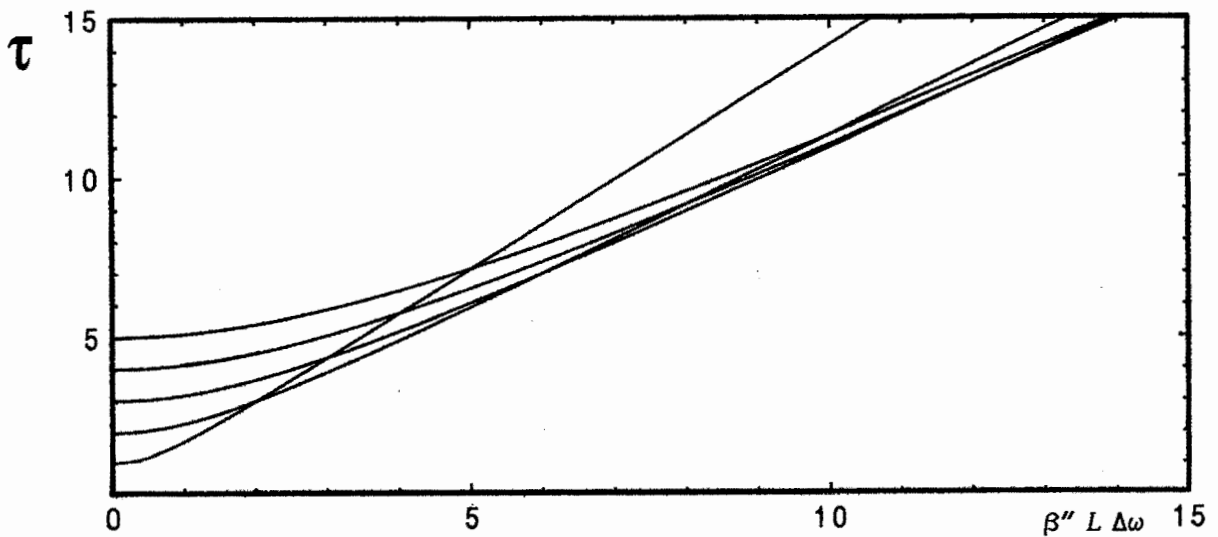


Fig. 2.1 Largeur d'une impulsion gaussienne se propageant dans un milieu dispersif en fonction de $\beta''L\Delta\omega$ (Unité de temps: $\Delta\omega^{-1}$).

cohérente ($\Delta\omega=0$). En raison de cet élargissement spectral provoqué par la modulation, il existe, pour une dispersion et une longueur parcourue données, une largeur d'impulsion optimale à l'entrée

$$\tau_{\text{opt}} = \sqrt{|\beta''| L} \quad (2.32)$$

qui donne l'impulsion la plus étroite à l'autre extrémité. La figure 2.1 illustre ce comportement, en donnant la largeur de l'impulsion en fonction de la distance parcourue pour différentes largeurs d'impulsion à l'origine. L'impulsion la plus brève à l'entrée de la fibre n'est donc pas obligatoirement la moins étalée à la sortie.

Toutefois, en pratique, il est rare que l'élargissement spectral dû à la modulation soit significatif, car en général $\Delta\omega \gg 1/\tau$. Dans ce cas, on peut considérer que l'élargissement devient limitatif lorsqu'il est égal à la largeur de l'impulsion à l'entrée, ce qui donne la condition suivante :

$$|\beta''| L \Delta\omega < \tau \quad (2.33)$$

qui est la condition équivalente à (2.25) pour une impulsion.

II.B DESCRIPTION QUANTIQUE

La théorie quantique de la lumière décrit la décomposition de l'énergie du champ électromagnétique en *photons*⁸. Ainsi, chaque mode contient un certain nombre de photons et leur statistique d'occupation est donnée d'une part par les propriétés de la source (chaotique, cohérente, non-classique), d'autre part par les interactions subies par le champ lors de sa propagation. De par leur nature, les effets quantiques sont donc essentiellement associés à l'amplitude du champ. Comme la dispersion chromatique est uniquement liée à la phase, il n'est *a priori* pas exclu que ses effets soient indépendants de la statistique des photons.

Dans cette section, il va être effectivement démontré que les effets classiques de phase et quantiques d'amplitude peuvent être formellement séparés. Pour y parvenir, il est nécessaire de reformuler l'effet de la modulation en tenant compte de la nature quantifiée du champ.

⁸ Voir par exemple R.Loudon, "Quantum theory of light", Oxford, 2nd ed.

Le champ électrique est ainsi défini par l'opérateur suivant:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_+ + \mathbf{E}_- \quad (2.34)$$

avec

$$\mathbf{E}_+ = \sum_j i \sqrt{\frac{\hbar \omega_j}{2 \epsilon_0 V}} \mathbf{a}_j e^{-i\omega_j t} \quad \mathbf{E}_- = \sum_j -i \sqrt{\frac{\hbar \omega_j}{2 \epsilon_0 V}} \mathbf{a}_j^+ e^{i\omega_j t} \quad (2.35)$$

où

j est un indice distinguant les modes du champ;

V est le volume dans lequel est contenu le mode, terme nécessaire pour garantir l'homogénéité de la formule, mais qui généralement disparaît au cours des calculs.

$\mathbf{a}_j, \mathbf{a}_j^+$ sont respectivement les opérateurs de destruction et de création d'un photon dans le mode j .

Quant à l'opérateur intensité, il est défini ainsi:

$$\mathbf{I} = 2 \epsilon_0 c \mathbf{E}_- \mathbf{E}_+ \quad (2.36)$$

L'état du champ est avantageusement décrit par sa décomposition sur les états "à n photons" $|n_1, n_2, \dots\rangle$, où les nombres n_j signifient que le mode j est excité par n photons. L'état du champ est en pratique une combinaison linéaire ou un mélange statistique de ces états à n photons. Cette décomposition peut être décrite par un opérateur densité ρ , qui permet de calculer la valeur moyenne d'un opérateur \mathbf{O} dans cet état en évaluant la trace suivante:

$$\langle \mathbf{O} \rangle = \text{Tr}(\rho \mathbf{O}) \quad (2.37)$$

Par ailleurs, les opérateurs \mathbf{a}_j et \mathbf{a}_j^+ possèdent la relation de commutation suivante:

$$[\mathbf{a}_j, \mathbf{a}_j^+] = \delta_{jj} \quad (2.38)$$

Par la suite, les développements seront effectués sur un seul mode du champ, et l'indice j sera donc omis. Les résultats seront ensuite étendus au cas multimode par simple analogie.

A l'entrée du système, à cause de la modulation, chaque mode de la source est décomposé en une superposition cohérente de modes. Chaque mode de cette décomposition possède également ses propres opérateurs de création et de

destruction a_k et a_k^+ , reliés aux opérateurs d'entrée a et a^+ par les expressions suivantes:

$$a = \sum_k c_k a_k \quad a^+ = \sum_k c_k a_k^+ \quad \text{avec} \quad \sum_k c_k^2 = 1 \quad (2.39)$$

Les coefficients c_k sont réels et sont associés aux coefficients b_k du développement classique par la relation $c_k = |b_k|$. Il est tenu compte de l'éventuel argument de b_k en l'additionnant à la phase de propagation. Les relations de commutation suivantes sont déduites de la définition des a_k :

$$[a_k, a_l^+] = \delta_{kl} \quad [a, a_k^+] = c_k \quad (2.40)$$

Chaque mode va ensuite se propager dans le système avec sa propre phase $\phi_k(t, L)$, qui tient compte du décalage en fréquence dû à la modulation et de la dispersion, ainsi que de l'argument de b_k . A la sortie du système, de nouveaux opérateurs peuvent donc être définis:

$$d = \sum_k a_k e^{i\phi_k(t, L)} \quad d^+ = \sum_k a_k^+ e^{-i\phi_k(t, L)} \quad (2.41)$$

Il est possible de démontrer que le résultat de l'application de l'opérateur de sortie d sur l'état $|n\rangle$ s'exprime de façon simple à partir de l'opérateur d'entrée a , par la relation suivante:

$$d |n\rangle = \left[\sum_k c_k e^{i\phi_k(t, L)} \right] a |n\rangle \quad (2.42)$$

La démonstration de cette égalité est relativement longue et sa justification n'a pas été trouvée dans les publications consultées. Pour ces raisons, elle est établie *in extenso* en annexe de ce chapitre.

Le résultat (2.42) est crucial, dans le sens qu'il sépare les effets de phase et les opérateurs, ce qui implique que les effets de dispersion seront les mêmes, quelle que soit la nature de l'excitation des photons du mode incident. Compte tenu de (2.42), l'évaluation de l'intensité moyenne à l'aide de (2.36) et (2.37) montre d'ailleurs que seul le nombre moyen de photons dans le mode importe. Ceci établit bien l'indépendance des effets de dispersion par rapport à la nature de la lumière utilisée, qu'elle soit chaotique, cohérente ou non-classique.

Le résultat (2.42) s'applique de la même façon à tous les modes, et en

appliquant les définitions (2.35) et (2.36) avec la relation de commutation (2.38), une expression identique à la relation classique (2.8) en résulte.

Dans cette section, il n'a volontairement pas été tenu compte des effets d'atténuation, qui, par contre, peuvent donner lieu à des modifications de la distribution des photons. Ce problème est largement traité dans la littérature et dépasse le cadre des considérations sur la dispersion.

RESUME DU CHAPITRE

Un milieu de propagation est dispersif lorsque la vitesse de propagation d'une onde lumineuse dépend de sa fréquence optique. Cet effet transforme les caractéristiques d'un signal se propageant dans ce milieu, en déphasant les différentes composantes spectrales du paquet d'onde.

Une formule est établie donnant l'intensité du signal en fonction du temps, après propagation dans le milieu dispersif. Cette formule a comme paramètres les trois premiers termes du développement de Taylor du nombre d'onde effectif — ou constante de propagation — en fonction de la fréquence optique. Le terme d'ordre zéro, associé à la vitesse de phase, n'influence pas le signal. Le terme d'ordre un est l'inverse de la vitesse de groupe et fixe le temps de propagation du signal, sans le modifier. Par contre, le terme d'ordre deux provoque un amortissement de l'amplitude des composantes spectrales de la modulation, d'autant plus fort que leur fréquence est élevée.

L'effet de la dispersion est évalué pour une modulation sinusoïdale. Lorsque la source est monochromatique, le signal, en se propageant, n'est pas altéré par la dispersion. Par contre, pour une source possédant une certaine largeur spectrale, la modulation est amortie et, pour une dispersion donnée, la bande passante de l'ensemble source-milieu de transmission est étroitement liée au temps de cohérence de la lumière utilisée.

L'influence de la dispersion sur la propagation d'une impulsion de forme gaussienne est également évaluée, pour une distribution spectrale gaussienne de lumière. La dispersion provoque un étalement dans le temps de l'énergie contenue dans l'impulsion. Son élargissement est non seulement fonction de la largeur spectrale de la source, mais aussi de l'excursion spectrale due à la modulation elle-même. Ainsi, en présence de dispersion, une impulsion va

s'élargir au cours de sa propagation, même si la source est monochromatique à l'origine.

Par ailleurs, un traitement quantique montre que les effets de phase, donc en particulier les effets de dispersion, peuvent être évalués indépendamment du type et du degré d'excitation d'un mode par des photons. Ainsi, effets quantiques et effets de dispersion peuvent être traités séparément, même pour de la lumière non-classique.

ANNEXE: Démonstration de l'égalité (2.42)

Supposons que le mode incident soit partagé en N sous-modes. On définit alors N opérateurs:

$$A_q = \frac{\sum_{k=1}^q c_k a_k}{Z_q} \quad \text{avec} \quad Z_q = \sqrt{\sum_{k=1}^q c_k^2} \quad 1 \leq q \leq N \quad (2.43)$$

qui peuvent s'écrire également, pour $q > 1$:

$$A_q = \frac{Z_{q-1} A_{q-1} + c_q a_q}{Z_q} \quad (2.44)$$

Selon (2.39), l'opérateur d'entrée a est égal à A_N et la constante de normalisation Z_N vaut 1. Un autre ensemble de N opérateurs est également défini:

$$B_q = \frac{c_q A_{q-1} - Z_{q-1} a_q}{Z_q} \quad 2 \leq q \leq N; \quad B_1 = 0 \quad (2.45)$$

A l'aide de (2.40), les relations de commutation suivantes sont facilement établies:

$$[A_q, A_q^+] = [B_q, B_q^+] = 1 \quad \text{et} \quad [B_q, A_q^+] = 0 \quad (2.46)$$

ce qui implique que A_q et B_q sont des opérateurs de destruction. D'autre part, une autre relation de commutation est vérifiée de la même façon:

$$[B_q, a^+] = 0 \quad (2.47)$$

qui est utilisée pour déduire le résultat de l'application de B_q sur

l'état $|n\rangle$:

$$B_q |n\rangle = B_q \frac{(a^+)^n}{\sqrt{n!}} |0\rangle = \frac{(a^+)^n}{\sqrt{n!}} B_q |0\rangle = 0 \quad (2.48)$$

puisque B_q est un opérateur de destruction.

Par ailleurs, il est possible d'exprimer a_q et A_{q-1} en fonction de A_q et B_q , en réarrangeant les définitions (2.44) et (2.45):

$$a_q = \frac{c_q A_q - Z_{q-1} B_q}{Z_q} \quad A_{q-1} = \frac{Z_{q-1} A_q + c_q B_q}{Z_q} \quad (2.49)$$

Ainsi, à l'aide de (2.48) et en répétant la même opération plusieurs fois:

$$A_q |n\rangle = \frac{Z_q}{Z_{q+1}} A_{q+1} |n\rangle = \dots = Z_q a |n\rangle \quad (2.50)$$

Il vient ensuite immédiatement à partir de (2.49) et en utilisant (2.48) et (2.50):

$$a_q |n\rangle = c_q a |n\rangle \quad (2.51)$$

La relation (2.42) se déduit ensuite directement de la définition (2.41).

III EFFETS DISPERSIFS DANS LES FIBRES OPTIQUES

Les fibres optiques se sont imposées ces dernières années en tant que support de transmission, car elles ont l'avantage par rapport aux liaisons électriques coaxiales de permettre un plus haut débit d'information pour une plus grande portée de liaison.

Si pour les fibres multimodes la différence de temps de propagation entre les modes limitait le débit d'information, l'avènement des fibres monomodes a repoussé cette limite au-delà d'autres contraintes comme l'atténuation du signal lumineux ou la rapidité des composants électroniques. En effet, comme la lumière ne peut se propager qu'avec une seule vitesse, la seule limitation sur le débit d'information provient de la dispersion chromatique. Par ailleurs, les modèles décrivant l'interaction entre atomes et champ électromagnétique indiquent que la dispersion intrinsèque du matériau présente la propriété de s'annuler dans la région spectrale où l'absorption de lumière est minimale. Dans le cas de la silice, cette propriété est vérifiée vers 1300 nm. La conjonction des caractéristiques d'atténuation faible et de dispersion nulle a permis de réaliser des liaisons ayant une bande passante supérieure à 1 GHz sur une centaine de kilomètres.

Ce chapitre traite surtout des causes de la dispersion dans les fibres optiques. Tout d'abord, la relation donnant le nombre d'onde effectif ou constante de propagation du seul mode transmis sera établie. Puis la façon dont la dispersion dépend des caractéristiques de la fibre sera décrite.

III.A PROPAGATION DE LA LUMIERE DANS UNE FIBRE OPTIQUE

Les caractéristiques d'indice de réfraction d'une fibre saut d'indice sont représentées schématiquement dans la figure 3.1. Une symétrie cylindrique est supposée, ainsi qu'un profil d'indice invariant selon la coordonnée longitudinale z . Les paramètres essentiels sont: l'indice de réfraction maximal n_1 de la région centrale (ou *coeur*), l'indice n_2 de la région extérieure (ou *cladding*) et le rayon du coeur a .

Par ailleurs, l'hypothèse est admise que la perméabilité magnétique du matériau constitutif est égale à celle du vide μ_0 , et que la fibre guide

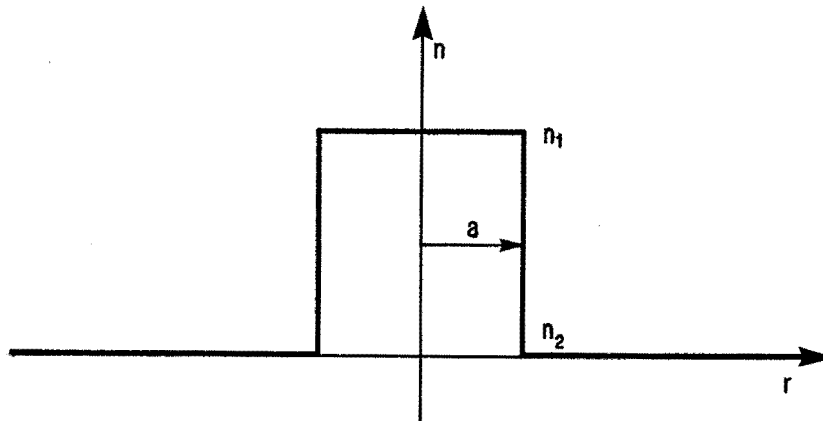


Fig. 3.1 Distribution radiale de l'indice de réfraction d'une fibre saut d'indice, avec ses paramètres caractéristiques.

faiblement et remplit la condition

$$\|\vec{\nabla}n\| \ll \frac{2\pi}{\lambda} \quad (3.1)$$

Cette dernière condition est largement satisfaite en réalité, car les différences d'indice de réfraction pratiquées sont très faibles ($\Delta n = n_1 - n_2 = 2 \cdot 10^{-3} - 2 \cdot 10^{-2}$) et les dimensions du cœur sont du même ordre de grandeur que la longueur d'onde.

Si l'approximation (3.1) de faible guidance peut être utilisée, une des composantes du champ électrique \vec{E} ou du champ magnétique \vec{H} , appelée Ψ , satisfait la simple équation d'onde suivante :

$$\left[\nabla^2 - \frac{n^2(r)}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] \Psi(r, \varphi, z, t) = 0 \quad (3.2)$$

les autres composantes du champ étant déduite de Ψ par des relations simples⁹. D'autre part, en posant

$$\Psi(r, \varphi, z, t) = \Psi(r, \varphi, z) e^{i\omega t} \quad (3.3)$$

l'équation (3.2) devient l'équation de Helmholtz:

$$\left[\nabla^2 + n^2(r) k^2 \right] \Psi(r, \varphi, z) = 0 \quad (3.4)$$

où k est le nombre d'onde dans le vide.

⁹G.H.Owyang, "Foundations of Optical Waveguides", Arnold, Londres, chap. 1 et 8

Le laplacien ∇^2 s'exprime de la façon suivante en coordonnées cylindriques:

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (3.5)$$

En utilisant les notations de Dirac pour simplifier l'écriture, (3.4) peut se récrire ainsi :

$$-\frac{\partial^2}{\partial z^2} |\Psi(z)\rangle = \mathcal{H} |\Psi(z)\rangle \quad (3.6)$$

avec

$$\mathcal{H} = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + n^2(r) k^2$$

et est formellement très similaire à l'équation de Schrödinger.

En appelant β^2 les valeurs propres de \mathcal{H} et comme \mathcal{H} ne dépend pas de z , l'évolution de $|\Psi(z)\rangle$ est déduite immédiatement de (3.6):

$$|\Psi(z)\rangle = e^{i\beta z} |\Psi\rangle \quad \text{ou} \quad |\Psi(z)\rangle = e^{-i\beta z} |\Psi\rangle \quad (3.7)$$

Ces deux solutions possibles correspondent à des ondes se propageant en sens opposé, avec une constante de propagation β . Il est nécessaire que β soit réel pour qu'il y ait propagation. De plus, cette relation montre que les développements faits au chapitre II sur des ondes planes se propageant dans une seule direction peuvent s'appliquer au cas de la fibre optique.

Il reste à déterminer les valeurs propres de \mathcal{H} . Ce problème est formellement équivalent au cas bidimensionnel d'une particule dans un potentiel central $V(r) = -n^2(r) k^2$. Ainsi un opérateur L^2 commutant avec \mathcal{H} peut être défini:

$$L^2 = \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \quad (3.8)$$

ayant pour valeurs propres et états propres

$$\begin{aligned} L^2 |\Phi_1\rangle &= -l^2 |\Phi_1\rangle \\ \Phi_1(\varphi) &= e^{il\varphi} \end{aligned} \quad l \in \mathbb{Z} \quad (3.9)$$

ce qui permet d'établir l'équation radiale :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \frac{l^2}{r^2} + n^2(r) k^2 \right) R_{1m}(r) = \beta_{1m}^2 R_{1m}(r) \quad (3.10)$$

assortie des conditions aux limites suivantes :

$$\lim_{r \rightarrow 0} |R_{1m}(r)| < \infty \quad (3.11)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} |R_{1m}(r)| = 0$$

Ces conditions, associées à (3.10), permettent de déduire les propriétés générales suivantes pour qu'il y ait une solution :

$$n_1 > n_2 \quad \text{et} \quad k n_2 < \beta_{1m} < k n_1 \quad (3.12)$$

et d'autre part que les solutions sont *discrètes* ($m = 1, 2, \dots$), correspondant donc à des *modes transversaux* distincts. La solution générale de l'équation d'onde s'écrit par conséquent :

$$\Psi_{1m}(r, \psi, z, t) = R_{1m}(r) e^{il\psi} e^{i(\omega t - \beta_{1m} z)} \quad (3.13)$$

L'équation (3.10) montre par ailleurs que $\beta_{1m}^2 = \beta_{-1,m}^2$, ce qui implique que pour $l \neq 0$, chaque mode est dégénéré deux fois. De plus, pour chaque mode, une solution identique existe pour la polarisation orthogonale. Tous ces modes dégénérés sont réunis sous la même dénomination de mode LP_{1m} .

Pour un profil d'indice $n(r)$ arbitraire, il n'existe généralement pas de solution analytique pour $R_{1m}(r)$. Toutefois, pour le cas schématisé du profil saut d'indice de la figure 3.1, l'équation (3.10) se réduit à une équation de Bessel. Dans ce cas, la solution dans le coeur prend la forme suivante :

$$R_{1m}(r) = J_1(u_{1m} r) \quad \text{avec} \quad u_{1m}^2 = k^2 n_1^2 - \beta_{1m}^2 \quad (3.14)$$

où J_1 est la fonction de Bessel de première espèce. Dans le cladding, la solution est de ce type :

$$R_{1m}(r) = K_1(w_{1m} r) \quad \text{avec} \quad w_{1m}^2 = \beta_{1m}^2 - k^2 n_2^2 \quad (3.15)$$

où K_1 est la fonction de Bessel modifiée. Les β_{1m} sont déterminés en imposant la continuité de $R_{1m}(r)$ et de sa dérivée en $r = a$, à l'interface

coeur-cladding. Les différentes possibilités pour réaliser cette continuité correspondent aux différentes fonctions radiales désignées par l'indice m . Une particularité importante des guides d'onde optiques est qu'il existe toujours au moins une solution lorsque $l=0$. En se plaçant dans certaines conditions, il est ainsi possible de réaliser une fibre ne guidant qu'un seul mode, autrement dit la lumière s'y propage avec une unique constante de propagation.

En définissant un indice de réfraction effectif de propagation n_{eff} tel que $n_{\text{eff}}k = \beta$, la propriété (3.12) indique que n_{eff} est toujours compris entre n_1 et n_2 . En d'autres termes, la vitesse de propagation d'un mode se situe entre les vitesses de la lumière dans les matériaux du coeur et du cladding. Ceci permet de définir une grandeur normalisée :

$$b = \frac{\beta^2 - k^2 n_2^2}{k^2 n_1^2 - k^2 n_2^2} \quad \text{avec} \quad 0 < b < 1 \quad (3.16)$$

D'autre part, les solutions de l'équation radiale dépendent de k , n_1 , n_2 et a . Tous ces paramètres peuvent être groupés pour définir une autre grandeur

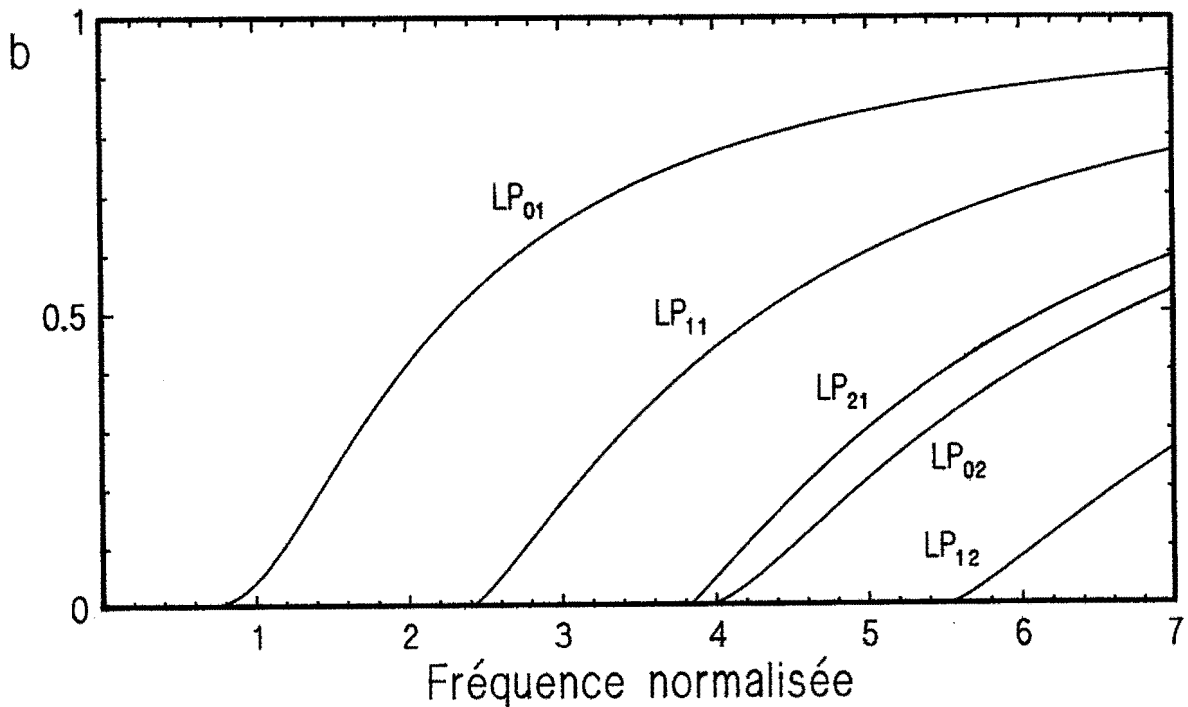


Fig. 3.2 Paramètre de propagation b des modes d'une fibre saut d'indice en fonction de la fréquence normalisée V .

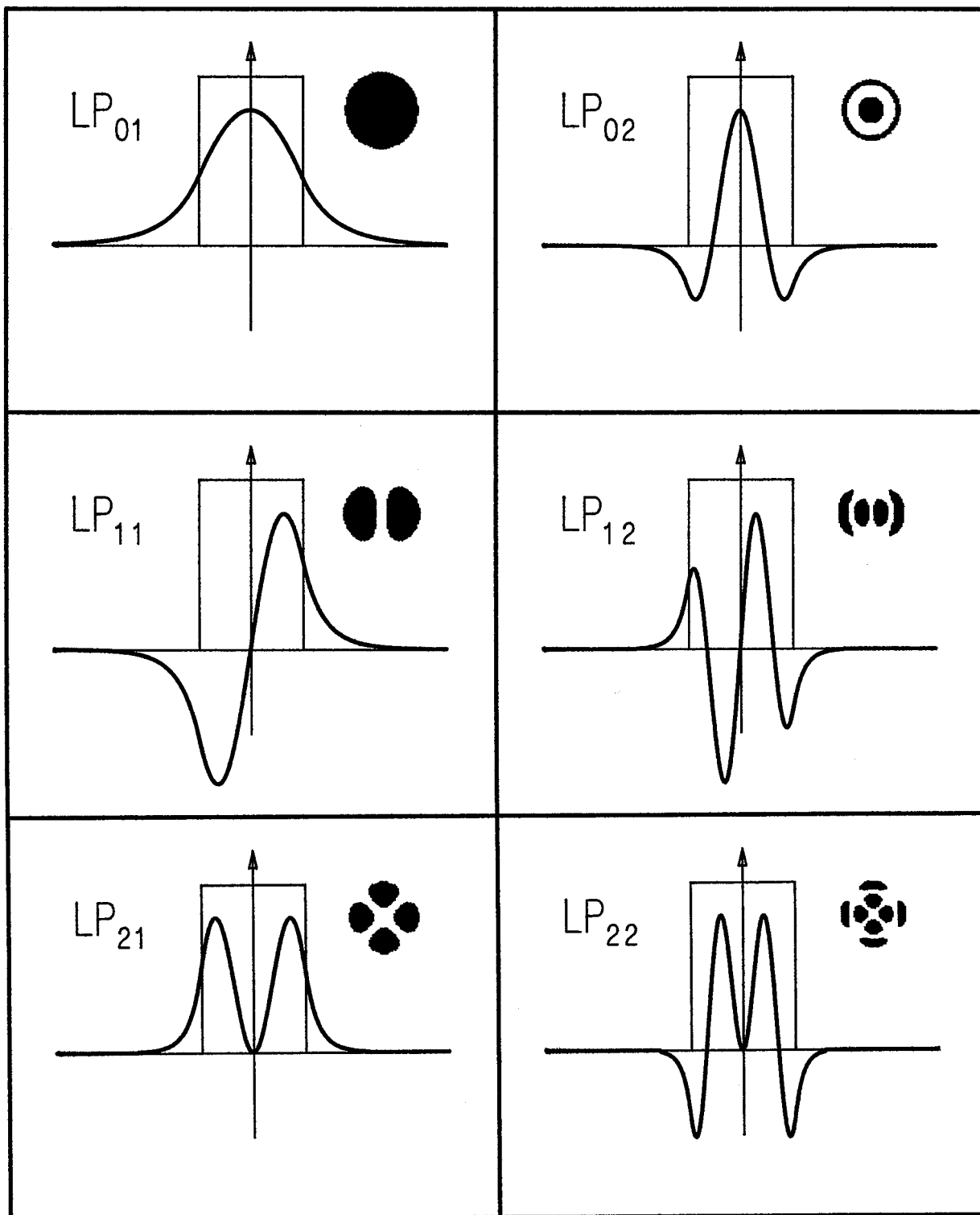


Fig. 3.3 Distribution radiale du champ des modes d'ordres les plus inférieurs. En médaillon, leur distribution transversale d'intensité correspondante.

normalisée :

$$V = k a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (3.17)$$

appelée *fréquence normalisée*. Il est possible démontrer que, pour une forme de profil d'indice donnée, b ne dépend que de V .

La figure 3.2 représente b en fonction de V pour différents modes d'une fibre saut d'indice. Cette figure montre qu'en dessous d'un certain V , un mode n'est plus guidé. Le point V_c pour lequel $b=0$ est appelé *coupure* de ce mode. En particulier, en dessous de la coupure du mode LP_{11} en $V=2,405$, la fibre ne propage plus que le mode LP_{01} . Ce seul mode guidé n'a pas de coupure, confirmant le fait qu'il existe toujours au moins une solution à l'équation radiale.

Les distributions radiales de champ sont représentées dans la figure 3.3 pour quelques modes, ainsi que les distributions transversales d'intensité, telles qu'elles seraient vues à une extrémité de la fibre. Le mode fondamental LP_{01} possède une distribution d'intensité proche d'une gaussienne, à symétrie circulaire et sans inversion de signe du champ. De ce fait, il pourrait idéalement propager la lumière en conservant sa polarisation.

Par ailleurs, la distribution radiale du champ dépend de V . Elle s'élargit lorsque b , donc V , diminue. Ce comportement est illustré dans la figure 3.4 et est bien observé en pratique lorsque la longueur d'onde augmente.

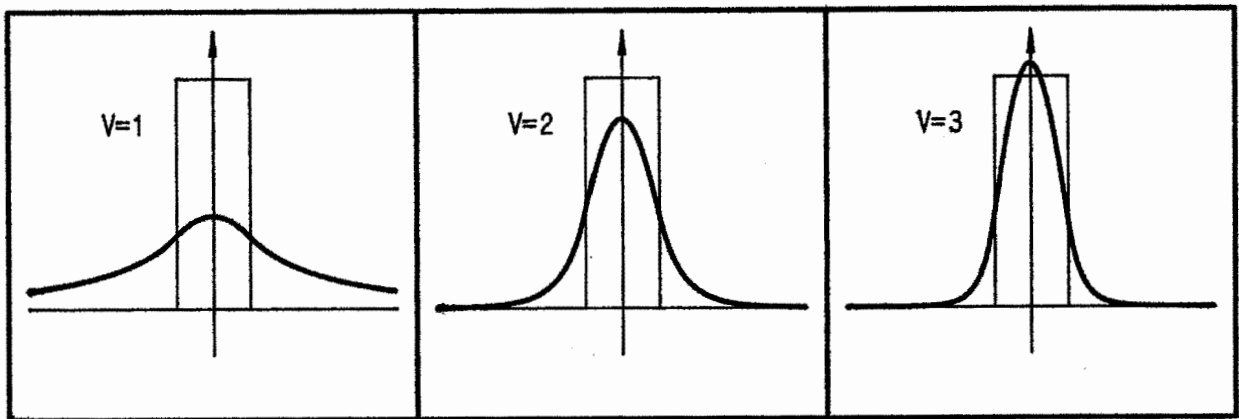


Fig. 3.4 Distribution radiale du champ du mode LP_{01} pour différentes fréquences normalisées V , mettant en évidence un meilleur confinement du champ dans le coeur lorsque V augmente.

III.B DISPERSION DANS LES FIBRES OPTIQUES

Dans cette section, il est supposé d'emblée que toutes les conditions sont réunies pour que seul le mode LP_{01} se propage dans la fibre. Pour prédire le comportement dispersif d'une fibre, il faut connaître la valeur de la constante de propagation β en fonction de la fréquence. Dans ce but, l'expression (3.16) peut être réarrangée pour donner :

$$\beta = k \sqrt{n_2^2 + b(n_1^2 - n_2^2)} \quad (3.18)$$

La dépendance de β en ω n'est pas simple, car tous les termes du second membre de (3.18) dépendent de la fréquence. En effet, les indices de réfraction varient avec la longueur d'onde et b est fonction de V , qui lui-même dépend de ω . Toutefois, il est possible d'établir une expression approchée suffisamment précise.

Il est nécessaire auparavant de définir les grandeurs importantes. Ainsi, le retard de propagation τ est le temps de propagation d'un signal par unité de longueur, ou l'inverse de la vitesse de groupe, et s'écrit :

$$\tau = \frac{d\beta}{d\omega} = \frac{1}{c} \frac{d\beta}{dk} \quad (3.19)$$

Généralement, on s'intéresse plutôt aux variations relatives de τ par rapport à une valeur prise pour origine, comme par exemple la valeur que prend τ à une certaine longueur d'onde.

D'autre part, la dispersion chromatique D est définie comme la variation de τ avec la longueur d'onde :

$$D = \frac{d\tau}{d\lambda} = - \frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \quad (3.20)$$

Elle s'exprime usuellement en picosecondes de variation de temps de propagation par nanomètre de variation de longueur d'onde et par kilomètre de longueur parcourue. Comme elle est directement reliée à β'' , la dispersion est la grandeur intéressante, car elle est directement responsable de la dégradation du signal, comme démontré au chapitre II.

La fonction $b(V)$ ne dépend que de la géométrie du profil d'indice de réfraction et est supposée être une caractéristique fixe et connue de la

fibre, au même titre que les indices de réfraction n_1 et n_2 et que le rayon du coeur a . D'autre part, on définit un indice de *groupe* de la façon suivante:

$$N = n + k \frac{dn}{dk} = n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \quad (3.21)$$

qui donne la vitesse d'un signal se propageant dans un milieu d'indice n . En utilisant (3.18), (3.17) et (3.21), on aboutit à l'expression suivante:

$$\frac{d\beta}{dk} = \frac{n_2 N_2 + (n_1 N_1 - n_2 N_2) \left(b + \frac{V}{2} \frac{db}{dV} \right)}{\sqrt{n_2^2 + b (n_1^2 - n_2^2)}} \quad (3.22)$$

Cette expression se simplifie considérablement si on suppose que les indices de réfraction et les caractéristiques de dispersion dans le coeur et le cladding sont très proches. Dans ce cas, l'approximation suivante peut être faite:

$$\frac{n_1 - n_2}{n_2} \approx \frac{N_1 - N_2}{N_2} \ll 1 \quad (3.23)$$

ce qui permet de récrire (3.22) ainsi:

$$\frac{d\beta}{dk} = N_2 + (N_1 - N_2) \frac{d(bV)}{dV} \quad (3.24)$$

La vitesse de propagation est donc essentiellement fixée par l'indice de groupe du cladding et est corrigée par un terme de guidage proportionnel à la différence d'indice entre coeur et cladding.

A partir de (3.20) et en utilisant la même approximation (3.23), la dispersion chromatique s'exprime alors ainsi :

$$D = \frac{1}{\lambda c} \left\{ D_2 + (D_1 - D_2) \frac{d(bV)}{dV} - (N_1 - N_2) \frac{N_2}{n_1} V \frac{d^2(bV)}{dV^2} \right\} \quad (3.25)$$

avec

$$D_j = \frac{dN_j}{d\lambda} = -\lambda^2 \frac{d^2 n_j}{d\lambda^2} \quad (3.26)$$

la dispersion dans le matériau j . Deux contributions de nature différente peuvent être distinguées dans cette expression. L'une est formée des deux premiers termes, qui dépendent essentiellement des propriétés dispersives des matériaux constitutifs, et est appelée de ce fait *dispersion du*

matériau. L'autre est constituée du dernier terme, dépendant de la dispersion du paramètre de guidage $b(V)$, et est par conséquent nommée *dispersion du guide d'onde*.

Les caractéristiques et les effets de ces deux dispersions sont passés en revue ci-dessous.

Dispersion du matériau

$$D_{\text{mat}} = \frac{1}{\lambda c} \left\{ D_2 + (D_1 - D_2) \frac{d(bV)}{dV} \right\} \quad (3.27)$$

Ce terme est en pratique dominant et fixe l'allure générale de la courbe de dispersion en fonction de la longueur d'onde. Comme il dépend des propriétés intrinsèques des matériaux, il n'est pas possible de modifier ses caractéristiques. Celles-ci sont données par l'interaction entre les atomes du matériau et une onde lumineuse.

Dans le cas de la silice, cette interaction se concrétise dans la région optique du spectre par deux bandes d'absorption. La première se situe dans l'ultra-violet, vers 100 nm, et est due aux transitions électroniques des atomes. La seconde a son maximum dans l'infra-rouge à environ 9 μm et provient des transitions vibrationnelles des molécules. Ce spectre d'absorption est complété par d'autres bandes secondaires. En vertu du principe de causalité, l'indice de réfraction et l'absorption sont interdépendants et sont reliés par les relations de *Kramers-Kronig*. Ces relations, associées à la forme de la dépendance spectrale des bandes d'absorption, impliquent que la dispersion s'annule dans la région spectrale où l'absorption est minimale.

Dans le cas de la silice, le signal n'est pas seulement atténué par les queues des bandes d'absorption, mais également par la diffusion de Rayleigh. Ainsi, le minimum d'atténuation (1550 nm) ne coïncide pas exactement avec le zéro de dispersion (1273 nm). Toutefois, l'atténuation reste faible dans la région où la dispersion est nulle et les fibres optiques sont actuellement utilisées principalement vers 1300 nm.

La figure 3.5 représente l'indice de réfraction n , l'indice de réfraction de groupe N et la dispersion chromatique D_2 de la silice pure en fonction de la longueur d'onde. Cette dernière courbe est donc la ligne directrice sur laquelle s'inscrivent les courbes de dispersion effectives des fibres

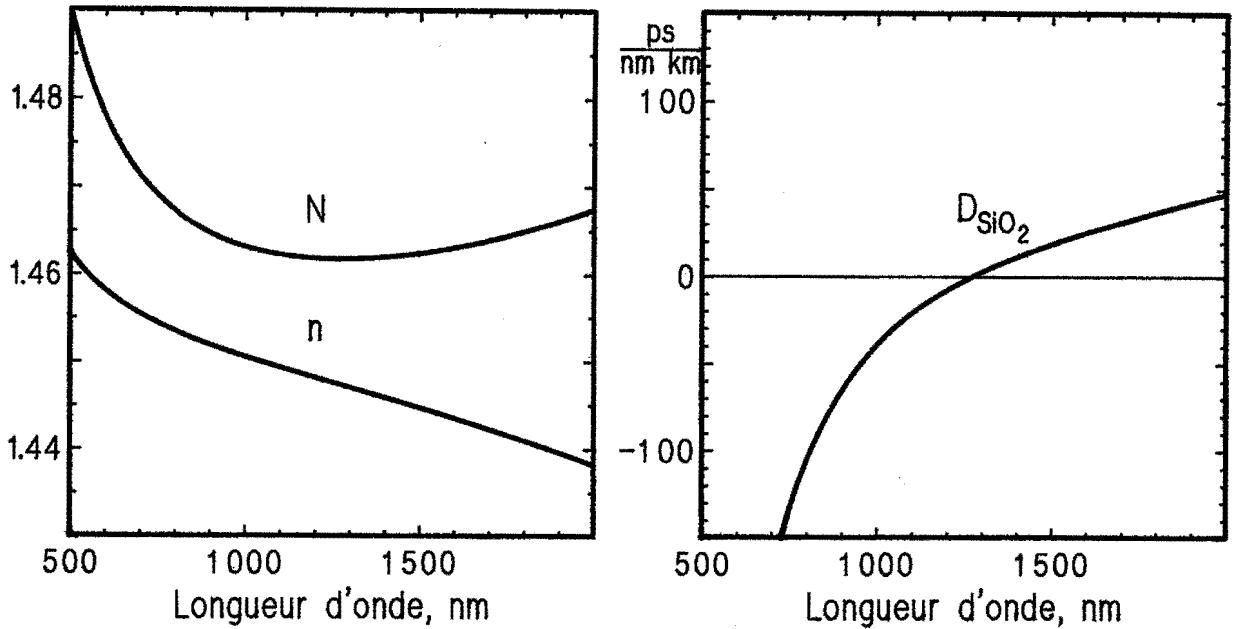


Fig. 3.5 Indice de réfraction n , indice de groupe N et dispersion chromatique de la silice pure.

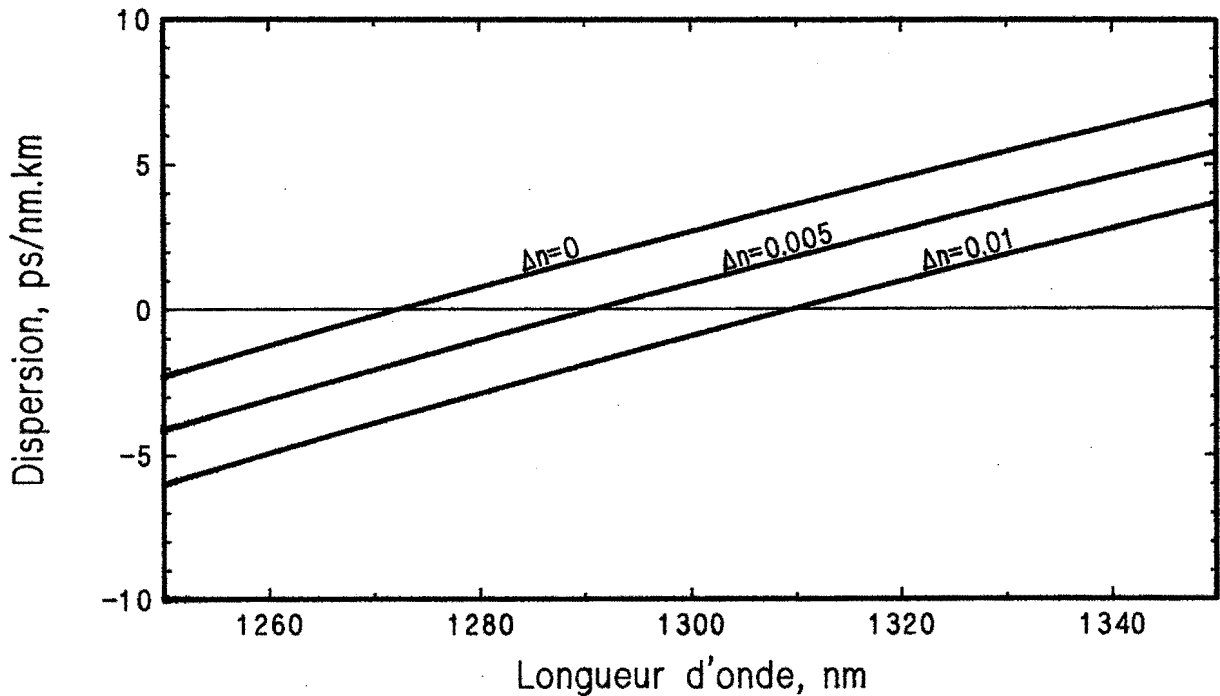


Fig. 3.6 Dispersion chromatique de la silice pure ($\Delta n=0$) et de la silice dopée au GeO_2 , avec l'élévation correspondante d'indice de réfraction, dans la région spectrale autour du zéro de dispersion.

optiques. Le deuxième terme de (3.27) est destiné à apporter une correction si les propriétés dispersives du coeur dopé sont différentes de celles du cladding. La dispersion D_1 de la silice dopée par du GeO_2 est représentée dans la figure 3.6, pour différentes variations d'indice dans une région spectrale étroite autour du zéro de dispersion. Comme il peut être constaté sur cette figure, les différences apportées par le dopage sont faibles. La courbe effective de dispersion du matériau est en principe toujours située entre D_1 et D_2 .

Dispersion du guide d'onde

$$D_{wg} = -\frac{1}{\lambda c} (N_1 - N_2) \frac{N_2}{n_1} V \frac{d^2(bV)}{dV^2} \quad (3.28)$$

Pour des fibres optiques "saut d'indice" ordinaires, la valeur de cette dispersion est toujours négative lorsque la fibre ne guide qu'un seul mode. Comme ce terme est directement proportionnel à $N_1 - N_2$, la courbe de dispersion totale est d'autant plus abaissée — ou le zéro de dispersion est d'autant plus repoussé vers les grandes longueurs d'onde — que la différence d'indice entre coeur et cladding est élevée. Cet effet est illustré dans la figure 3.7 par des mesures réalisées sur des fibres saut

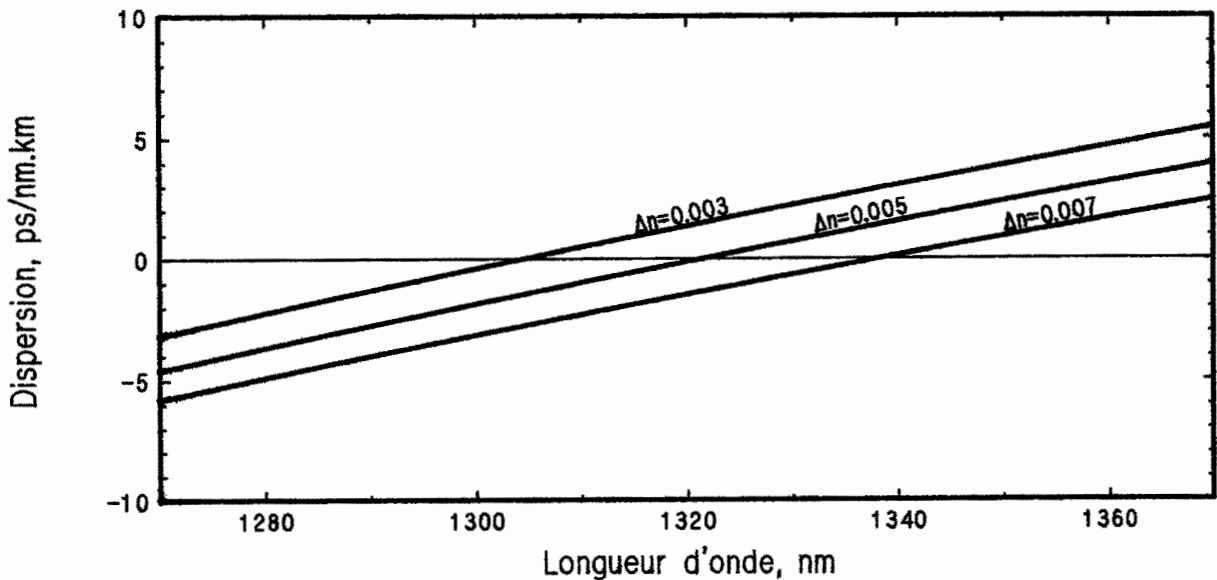


Fig. 3.7 Dispersion chromatique mesurée de fibres ayant le même type de profil, mais un Δn différent, mettant en évidence l'effet de la dispersion de guide d'onde.

d'indice, avec des Δn différents. Il est beaucoup plus marqué que l'effet représenté dans la figure 3.6.

D'autre part, la contribution $V d^2(bV)/dV^2$ ne dépend que de la forme du profil d'indice. Elle a été évaluée en résolvant numériquement l'équation radiale (3.10) et est représentée dans la figure 3.8, ainsi que $b(V)$, pour des géométries de profil d'indice différentes. Des variations très sensibles apparaissent suivant la forme de profil adoptée. Par ce moyen, il est aussi possible de modifier notablement l'allure de la courbe de dispersion et de concevoir des fibres présentant une dispersion nulle au minimum d'atténuation à 1550 nm, ou même possédant une courbe de dispersion plate sur une certaine largeur spectrale. Les profils d'indice de la figure 3.8 sont représentatifs d'une fibre ordinaire et des deux cas de fibre à dispersion modifiée cités ci-dessus. Leurs dispersions du matériau, de guide d'onde et totale respectives sont également calculées numériquement et sont représentées dans la figure 3.9.

La production de fibre à dispersion nulle au minimum d'atténuation (1550 nm) est actuellement bien maîtrisée et de nombreux producteurs la proposent. Par contre, les propriétés dispersives des fibres à courbe de dispersion plate sont très sensibles à de légères variations de la forme du profil d'indice. La maîtrise de la géométrie du profil n'est en général pas

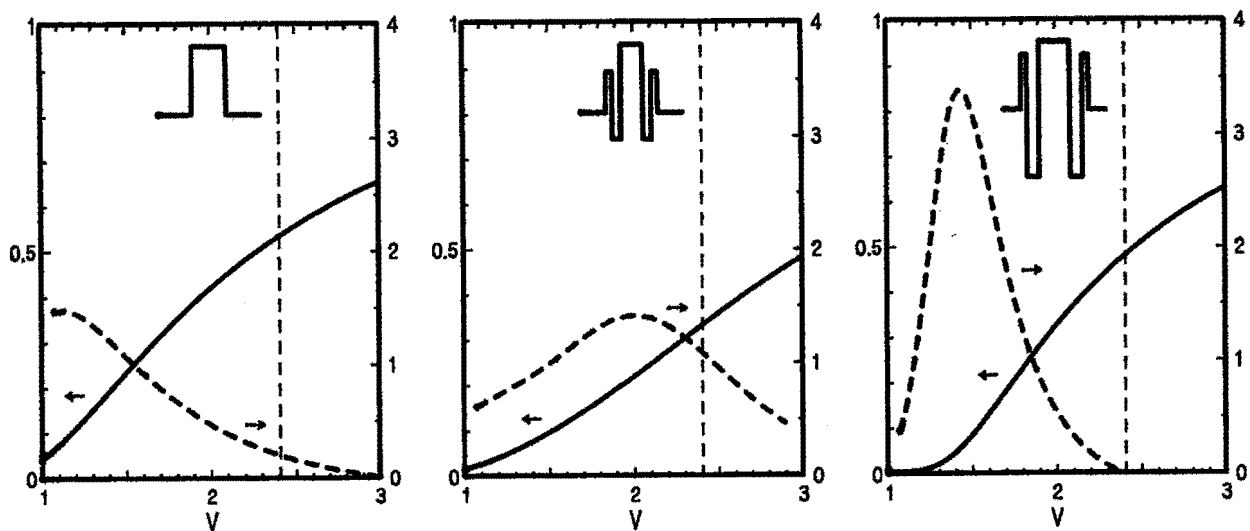
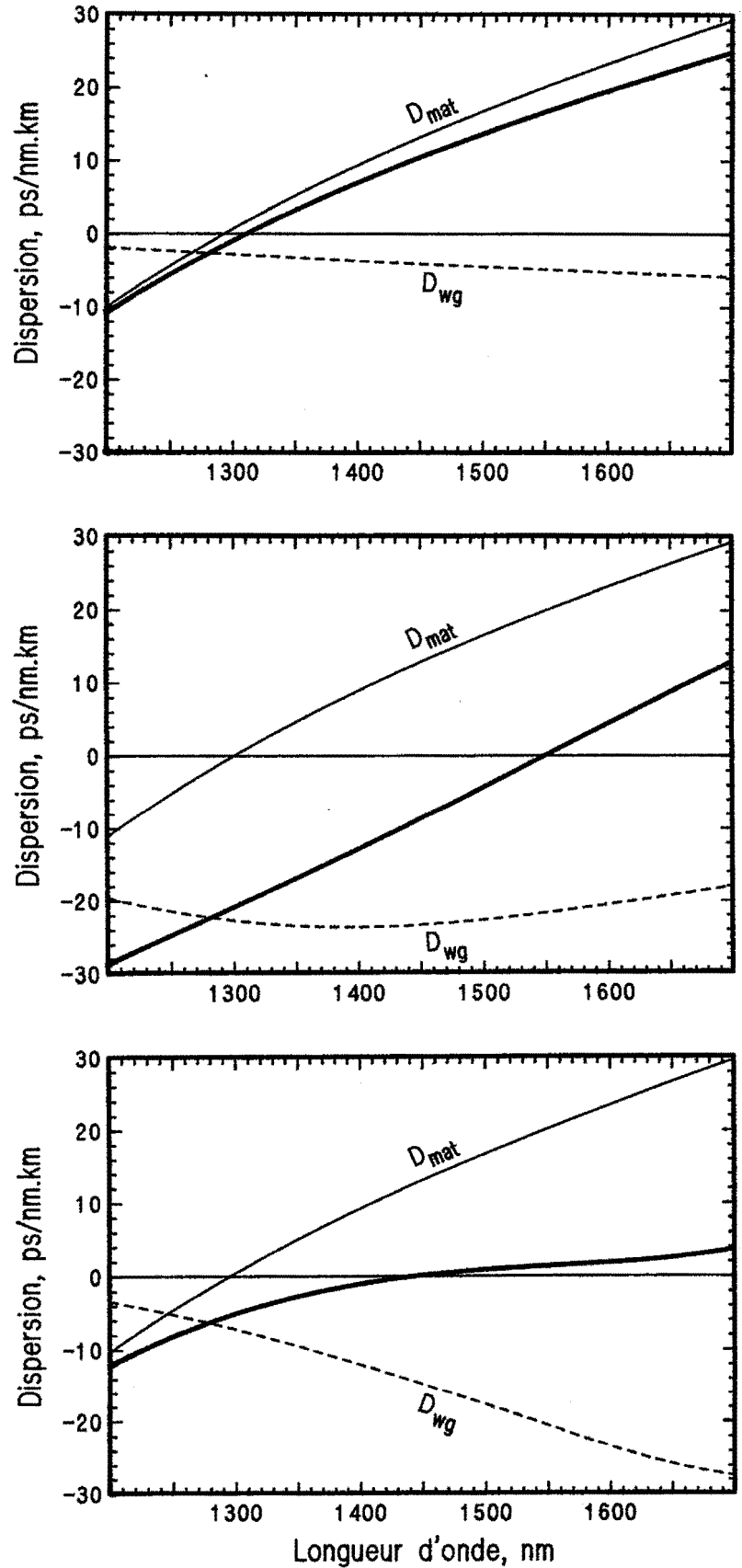


Fig. 3.8 Paramètre de propagation b (trait plein) et $V d^2(bV)/dV^2$ (traitillé) en fonction de V pour différentes formes de profil (représentées en médaillon).

Fig. 3.9 Dispersion du matériel, dispersion du guide d'onde et dispersion totale (en gras) de fibres ayant les profils d'indice représentés dans la fig. 3.8. La forme du profil permet de modifier notablement la position du zéro de dispersion ou même d'annuler la dispersion du matériel sur un large spectre.



suffisante pour produire ce type de fibre avec les procédés de fabrication les plus répandus. Actuellement, un seul producteur commercialise des fibres à courbe de dispersion plate, à des prix très élevés, en utilisant d'ailleurs un procédé de fabrication très performant qui lui est propre.

RESUME DU CHAPITRE

En supposant que la différence d'indice de réfraction est faible entre le coeur et le cladding d'une fibre optique, la propagation dans le guide de lumière est décrite par les solutions de l'équation de Helmholtz. La symétrie du problème étant cylindrique, la partie azimutale de l'équation s'intègre immédiatement, et la partie radiale se réduit formellement à une équation de Schrödinger pour un potentiel central. Les solutions de cette équation sont discrètes, correspondant chacune à un mode transversal, et il existe toujours au moins une solution. La constante de propagation de chaque mode est également déduite de l'équation. La fibre ne guide plus qu'un seul mode transversal pour toutes les longueurs d'onde supérieures à une certaine valeur, dépendant des grandeurs caractéristiques du guide d'onde.

En se plaçant dans ces conditions, la dispersion chromatique que subit le seul mode guidé se déduit par une double dérivation de l'expression de la constante de propagation. En supposant toujours que la fibre guide faiblement, la dispersion peut être caractérisée par la somme de deux contributions. La première dépend des propriétés dispersives des matériaux constitutifs et il n'est pas possible de la modifier sensiblement. Il s'agit du terme dominant, fournissant la ligne directrice sur laquelle vont s'inscrire les courbes de dispersion effectives des fibres. Cette dispersion du matériau s'annule vers 1300 nm pour la silice.

La seconde contribution dépend des conditions de guidage. Elle est proportionnelle à la différence d'indice entre coeur et cladding et varie très sensiblement suivant la forme du profil d'indice. Il est ainsi possible de modifier la courbe de dispersion totale dans la région où la dispersion du matériau s'annule en agissant sur la géométrie du guide d'onde. Ceci permet par exemple de déplacer la longueur d'onde où s'annule la dispersion dans une région spectrale où l'atténuation est minimale.

IV MESURE INTERFEROMETRIQUE DE LA DISPERSION

Pour mesurer la dispersion chromatique, la méthode suivante est utilisée dans la plupart des cas: le temps de propagation est mesuré pour différentes longueurs d'onde et une fonction provenant d'un modèle simple — un développement de type Sellmeier généralement — est ajustée sur les points de mesure. La courbe de dispersion est alors obtenue en dérivant la courbe ajustée. Comme la dispersion est faible dans la région spectrale offrant un intérêt, les différences de temps de propagation observées pour différentes longueurs d'onde sont minimes. Par conséquent, un dispositif de mesure avec une résolution temporelle extrême sur toute cette région spectrale est nécessaire. Idéalement, ce dispositif devrait permettre de mesurer des variations de temps de propagation dans 1 km de fibre avec une résolution temporelle de 1 ps, pour des longueurs d'onde comprises entre 1200 et 1600 nm.

Cette haute résolution amène naturellement à considérer les méthodes interférométriques pour ce type de mesure. Toutefois, comme tout interféromètre nécessite un bras de mesure et un bras de référence de longueur sensiblement égale, la longueur de la fibre ne pourra excéder quelques mètres pour des raisons pratiques. La résolution temporelle devra être par conséquent de l'ordre de quelques femtosecondes (10^{-15} s) pour conserver une précision suffisante.

D'autre part, l'analyse au niveau de l'interférence procure une information sur la différence de phase entre les ondes lumineuses parcourant les bras de mesure et de référence. Ce sera donc une information liée à la vitesse de *phase* qui pourra être mesurée de cette façon-là; or, c'est la vitesse du signal lumineux — la vitesse de *groupe* — qui doit être mesurée. Par conséquent, les méthodes interférométriques traditionnelles, bien qu'ayant une précision extrême, sont peu appropriées pour cette mesure. Par ailleurs, l'indisponibilité actuelle de sources cohérentes accordables sur toute la région spectrale d'intérêt rend obligatoire l'utilisation de sources chaotiques. La faible cohérence de ce type de source — qui a été longtemps un handicap en interférométrie avant l'avènement du laser — est utilisée comme propriété pour mesurer le temps de propagation. En effet, des

interférences pourront être observées seulement dans l'intervalle d'une longueur de cohérence, à la position où les temps de propagation liés à la vitesse de groupe sont égaux dans les deux bras.

Cette méthode a été proposée il y a quelques années¹⁰ et a été reprise par la suite par de nombreux auteurs. Généralement, ils s'accordent pour affirmer que cette expérience est délicate à mettre en oeuvre. Les précisions rapportées sont assez décevantes, compte tenu de la résolution potentielle de la méthode. Pour cette raison, l'effort a été porté dans le cadre de ce travail sur la réalisation d'un dispositif performant, notamment en utilisant un circuit optique tout-fibre et en améliorant la prise de données et leur traitement numérique. La résolution temporelle a ainsi pu être améliorée de deux ordres de grandeurs environ. De plus, la mise en évidence théorique et expérimentale des effets de polarisation permet d'évaluer de façon originale le comportement en polarisation d'une fibre.

IV.A DESCRIPTION DE LA METHODE

Le principe de base d'un interféromètre peut être décrit de la façon suivante: un mode du champ électro-magnétique est partagé en deux modes cohérents séparés dans l'espace, qui sont ensuite recombinaisonnés, donnant un signal d'interférence dépendant du déphasage entre eux.

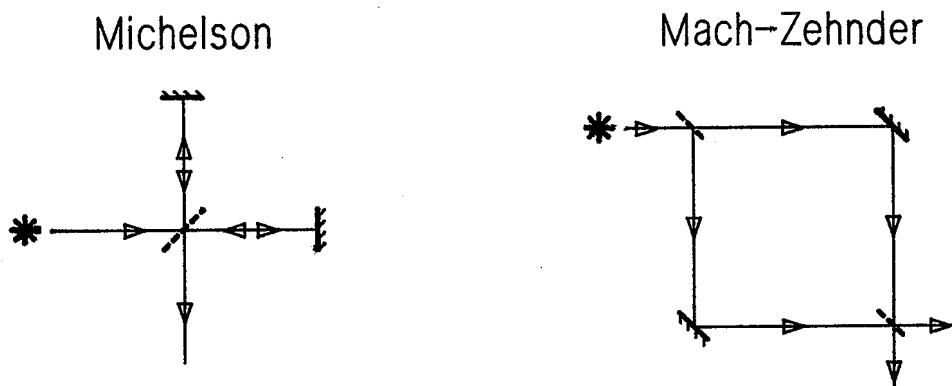


Fig. 4.1 Schémas des deux configurations de base d'un interféromètre

¹⁰ M.Tateda, N.Shibata, S.Seikai, IEEE J. Quantum Electronics, QE-17, p.404

Les deux configurations expérimentales de base sont représentées dans la fig. 4.1. Les développements théoriques sont les mêmes pour les deux configurations, en ce qui concerne la méthode décrite ici. Le choix de l'une ou l'autre configuration est finalement dicté par les conditions expérimentales.

La présence d'interférences est recherchée en variant la longueur l_1 du bras de référence. Les interférences sont observées sous forme d'un paquet dont la largeur est reliée à la longueur de cohérence l_c , elle-même dépendant de la largeur spectrale de la source. Pour déterminer théoriquement l'intensité détectée, et ainsi prouver que cette méthode mesure bien le temps de propagation de groupe, seul un traitement classique sera présenté ici, l'équivalence des descriptions classique et quantique étant largement démontrée dans une telle situation (source chaotique, degré de cohérence du premier ordre)¹¹. D'autre part, en ce qui concerne les effets de polarisation, les grandeurs seront considérées comme des opérateurs dans le sous-espace des états de polarisation, ce qui permet d'utiliser le formalisme des matrices de Jones ainsi que certains outils mathématiques très utilisés en mécanique quantique, tels que l'opérateur densité.

En accord avec les conditions expérimentales, la source sera supposée chaotique et ses propriétés statistiques *stationnaires*, c'est-à-dire que les influences qui gouvernent la statistique de ses fluctuations ne dépendent pas du temps. Par conséquent, la valeur d'une grandeur dont la moyenne est prise sur le temps ne dépend pas de l'instant particulier où la moyenne est effectuée. De plus, des moyennes sur le temps ou des moyennes d'ensemble seront indifféremment utilisées, et leurs résultats considérés comme égaux, en accord avec l'hypothèse d'*ergodicité*.

L'intensité moyenne au niveau du détecteur s'exprime donc en fonction de l_1 — qui est supposé variable — comme:

$$\langle I(l_1) \rangle = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c \overline{\langle t | \mathcal{E}^+(l_1) \mathcal{E}(l_1) | t \rangle} \quad (4.1)$$

où la barre dénote qu'une moyenne d'ensemble doit être prise. Comme une reconstruction interférométrique dépend de l'état de polarisation de la lumière, le champ électrique de la source est développé sur ses modes et ses

¹¹ Voir par ex.: R.Loudon, "Quantum theory of light", Oxford, 2nd ed., p. 217-218.

états de polarisation en formant leur produit tensoriel:

$$\mathcal{E} = \sum_{1,p} E_{01} [|\omega_1\rangle \otimes |p\rangle] [\langle \omega_1| \otimes \langle p|] = \sum_{1,p} E_{01} |\omega_1, p\rangle \langle \omega_1, p| \quad (4.2)$$

La transformation du champ de la source par son passage dans l'interféromètre se résume à l'application des opérateurs suivants:

$$\mathcal{E}(l_1) = [b_1 \mathcal{D}_1 \otimes \mathcal{P}_1 + b_2 \mathcal{D}_2 \otimes \mathcal{P}_2] \mathcal{E} \quad (4.3)$$

où b_1, b_2 sont des coefficients complexes, avec $|b_1|^2 + |b_2|^2 = 1$, exprimant les différences fixes d'amplitude et de phase entre les champs des deux bras et dépendant des conditions expérimentales;

$\mathcal{P}_1, \mathcal{P}_2$ sont les matrices unitaires de Jones décrivant la transformation de l'état de polarisation dans chaque bras;

et $\mathcal{D}_k = e^{-i\beta_k(\omega)} l_k |\omega\rangle \langle \omega|$ représente la propagation dans le bras k .

En insérant l'expression (4.3) et son conjugué hermitique dans (4.1) et en posant $\beta_{ik} = \beta_k(\omega_1)$, l'intensité s'écrit:

$$\begin{aligned} \langle I(l_1) \rangle = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c \left\{ |k_1|^2 \sum_1 |\mathcal{E}_{01}|^2 + |k_2|^2 \sum_1 |\mathcal{E}_{01}|^2 \right. \\ \left. + k_1 k_2^* \sum_1 |\mathcal{E}_{01}|^2 e^{i(\beta_{11} l_1 - \beta_{12} l_2)} \mathcal{P}_2^+ \mathcal{P}_1 \right. \\ \left. + k_1^* k_2 \sum_1 |\mathcal{E}_{01}|^2 e^{-i(\beta_{11} l_1 - \beta_{12} l_2)} \mathcal{P}_1^+ \mathcal{P}_2 \right\} \quad (4.4) \end{aligned}$$

Les deux premiers termes représentent l'intensité de chaque bras pris séparément, tandis que les deux derniers, qui sont conjugués hermitiques, sont les termes d'interférence proprement dit.

Pour évaluer les termes d'interférence, les deux bras de l'interféromètre seront supposés dans un premier temps n'avoir aucun effet sur l'état de polarisation, ce qui revient à remplacer \mathcal{P}_1 et \mathcal{P}_2 par des matrices unités.

D'autre part, comme le spectre de la source est continu, il faut remplacer la somme sur les modes par une intégrale, en introduisant une distribution

spectrale:

$$\varepsilon_{01} = \varepsilon_0 F(\omega - \omega_0) \quad \text{avec} \quad \int |F(\omega - \omega_0)|^2 d\omega = 1 \quad (4.5)$$

où ω_0 est la fréquence médiane.

De plus, la constante de propagation de chaque bras est développée en série de Taylor autour de ω_0 , en ne conservant que les trois premiers termes:

$$\beta_{ik} = \beta_{0k} + \beta'_k \cdot (\omega_1 - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta''_k \cdot (\omega_1 - \omega_0)^2 + \dots \quad k = 1, 2 \quad (4.6)$$

Le premier terme d'interférence de (4.4) devient en substituant:

$$\begin{aligned} k_1 k_2^* \int_1 |\varepsilon_{01}|^2 e^{i(\beta_{11} l_1 - \beta_{12} l_2)} \\ = k_1 k_2^* |\varepsilon_0|^2 e^{i(\beta_{01} l_1 - \beta_{02} l_2)} \int f_D(\omega - \omega_0) e^{i(\beta'_1 l_1 - \beta'_2 l_2)(\omega - \omega_0)} d(\omega - \omega_0) \end{aligned}$$

$$\text{avec } f_D(\omega - \omega_0) = |F(\omega - \omega_0)|^2 e^{i \frac{1}{2} (\beta''_1 l_1 - \beta''_2 l_2)(\omega - \omega_0)^2}$$

$$= k_1 k_2^* |\varepsilon_0|^2 e^{i(\beta_{01} l_1 - \beta_{02} l_2)} g_D(\beta'_1 l_1 - \beta'_2 l_2) \quad (4.7)$$

où g_D est la transformée de Fourier de f_D .

Les deux termes d'interférence dans (4.4) étant conjugués, leur somme peut être évaluée immédiatement, ce qui donne pour l'intensité, en regroupant et sans tenir compte des effets de polarisation:

$$\langle I(l_1) \rangle = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c |\varepsilon_0|^2 \left\{ 1 + 2 |k_1| |k_2| |g_D(\beta'_1 l_1 - \beta'_2 l_2)| \cos \left[\beta_{01} l_1 - \beta_{02} l_2 + \phi(l_1) \right] \right\} \quad (4.8)$$

où ϕ est la somme des arguments de g_D et du produit $k_1 k_2^*$.

Dans cette expression, on retrouve la somme de deux contributions: le terme représentant la somme de l'intensité de chaque bras pris séparément, et le terme d'interférence. Ce dernier est constitué d'une composante en cosinus, représentant la succession d'interférences constructives et destructives lorsque l_1 varie, et qui dépend essentiellement de la vitesse de phase par les β_{01} . Cette composante est multipliée par un terme de contraste, qui varie lentement avec l_1 — comme il sera démontré par la

suite — et qui est essentiellement lié à la vitesse de groupe par les β'_1 .

Il est facile de démontrer que la valeur du contraste est plus petite ou égale à 1, en vertu des propriétés de chaque terme le composant.

En effet, $2 |k_1| |k_2| \leq 1$, car $|k_1|^2 + |k_2|^2 = 1$ par définition. D'autre part:

$$\begin{aligned}
 |g_D(\beta'_1 l_1 - \beta'_2 l_2)| &= \\
 & \left| \int |F(\omega - \omega_0)|^2 e^{i \frac{1}{2} (\beta''_1 l_1 - \beta''_2 l_2) (\omega - \omega_0)^2} e^{i (\beta'_1 l_1 - \beta'_2 l_2) (\omega - \omega_0)} d(\omega - \omega_0) \right| \\
 & \leq \int |F(\omega - \omega_0)|^2 d(\omega - \omega_0) = 1
 \end{aligned} \tag{4.9}$$

La fonction g_D ne dépend que de la distribution spectrale d'intensité et de la dispersion dans chaque bras par les β''_1 . En supposant dans un premier temps que $\beta''_1 = \beta''_2 = 0$, g_D se réduit simplement à la transformée de Fourier de la distribution spectrale d'intensité, qui n'est rien d'autre, pour de la lumière chaotique, que le *degré de cohérence temporelle du premier ordre* de la lumière¹². Ce degré de cohérence est l'expression normalisée de la fonction d'autocorrélation du champ et s'écrit:

$$g^{(1)}(\tau) = \frac{\overline{\langle t | \mathcal{E}^+ \mathcal{E} | t + \tau \rangle}}{\overline{\langle t | \mathcal{E}^+ \mathcal{E} | t \rangle}} \tag{4.10}$$

En particulier, g jouit des propriétés qui sont propres aux fonctions d'autocorrélation, c'est-à-dire:

- $g(-\tau) = g^*(\tau)$: g est une fonction *hermitienne*, car il s'agit de la transformée de Fourier de la fonction *réelle* $|F(\omega)|^2$. Par conséquent, $|g(\tau)|$ sera *symétrique*.
- $g(0) = \int |F(\omega)|^2 d\omega = 1$, ce qui implique, en tenant compte de (4.9), que $|g(\tau)|$ prend sa *valeur maximale* à l'origine.

Ceci a pour conséquence que la détermination du maximum ou du centre du paquet d'interférence correspond à l'origine de la fonction

¹² Voir par exemple R.Loudon, "Quantum theory of light", Oxford, 2nd ed., p.83-85

d'autocorrélation. Cette position est donnée dans (4.8) par la condition $\beta_1' l_1 = \beta_2' l_2$, qui indique que le maximum de contraste est obtenu lorsque les temps de propagation liés à la vitesse de groupe sont égaux dans les deux bras. La mesure de cette position est donc adéquate pour évaluer le temps de propagation d'un signal.

D'autre part, la largeur typique de la fonction de contraste Δt_c — le temps de cohérence — est liée à la largeur de la distribution spectrale $\Delta\omega$ par le principe d'indétermination

$$\Delta t_c \Delta\omega \geq \frac{1}{2} \quad (4.11)$$

défini pour toutes fonctions liées par une transformée de Fourier. Ceci implique que, en supposant une distribution spectrale étroite ($\Delta\omega \ll \omega_0$), la fonction de contraste $|g_D(t)|$ varie très lentement par rapport à la période du cosinus apparaissant dans (4.8), c'est-à-dire une interférence.

Il reste à déterminer l'effet des termes dispersifs, c'est-à-dire lorsque β_1'' et β_2'' sont différents de zéro. Dans ce cas, avant de prendre la transformée de Fourier, la distribution spectrale $|F(\omega)|^2$ est multipliée par une fonction H , qui s'exprime ainsi:

$$H(\omega - \omega_0) = e^{i \frac{1}{2} (\beta_1'' l_1 - \beta_2'' l_2) (\omega - \omega_0)^2} \quad (4.12)$$

La fonction g_D , transformée de Fourier de ce produit, sera donc la convolution du degré de cohérence de la source g avec la transformée de Fourier de H . Comme l'effet global d'une convolution est de lisser et d'atténuer les variations des fonctions formant le produit, il en résulte un contraste diminué au centre et un étalement dans les ailes.

Ce comportement — aisément simulable numériquement — est illustré dans la figure 4.2 pour différentes valeurs de dispersion, avec une distribution spectrale proche de celle rencontrée expérimentalement. Une similitude peut être établie entre ce comportement et celui d'une impulsion lumineuse se propageant dans un milieu dispersif. L'analogie est certaine entre la définition (4.9) de g_D et l'expression (2.11) de l'intensité résultant de la modulation d'un seul mode après propagation. En d'autres termes, pour une dispersion donnée, la fonction de contraste $|g_D(t)|$ s'étale de manière similaire à une impulsion cohérente possédant une même distribution temporelle et ayant parcouru le même chemin dispersif.

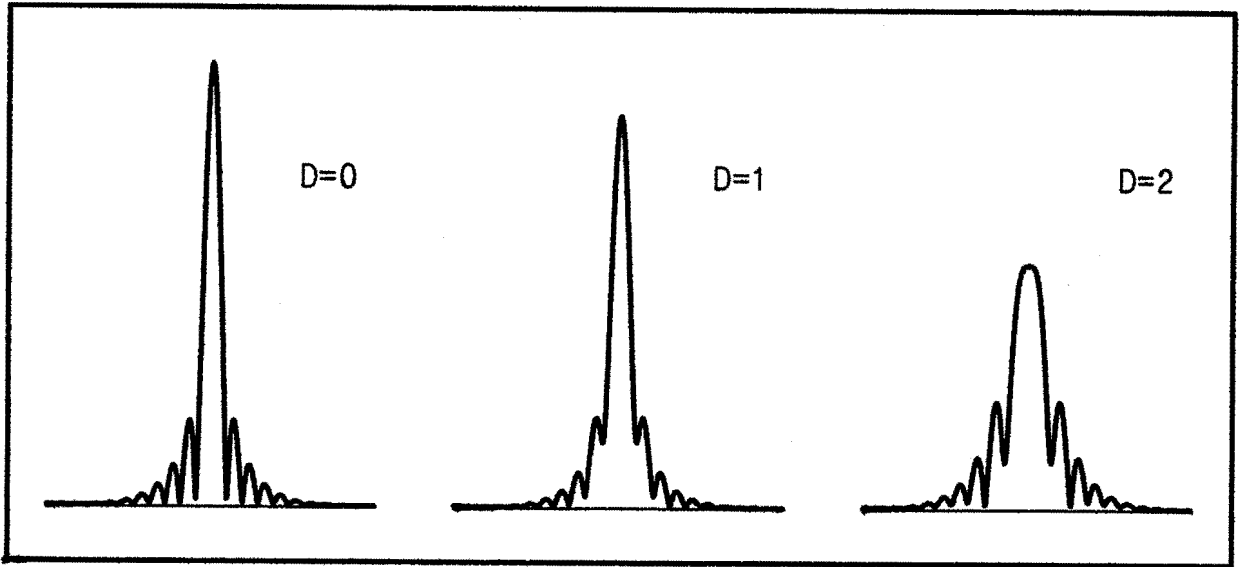


Fig. 4.2 Modification de la fonction de contraste sous l'influence de la dispersion, pour différentes valeurs du facteur dispersif $D = \beta''L$ (unité: $\Delta\omega^{-2}$).

Toutefois, une fonction de contraste et une impulsion lumineuse ont des particularités qui leur sont propres. Ainsi, le contraste, étant une fonction d'autocorrélation, possède des propriétés de symétrie que l'impulsion n'a pas. Par contre, le principe de causalité — et tout ce qui en découle — peut être invoqué en ce qui concerne l'impulsion lumineuse, mais ne s'applique pas à la fonction de contraste.

Il est possible d'estimer sous quelle condition l'élargissement du paquet d'interférence devient sensible. Pour qu'un effet soit visible, il est nécessaire que la variation de phase due au terme dispersif ne soit pas négligeable sur la largeur spectrale de la source. En se reportant à la définition de H dans (4.12), cette condition peut s'écrire:

$$\frac{1}{2} |\beta''_1 l_1 - \beta''_2 l_2| (\Delta\omega)^2 \approx 1 \quad (4.13)$$

D'autre part, l'effet de la dispersion ne se limite pas à un élargissement du paquet d'interférence. En effet, sous certaines conditions, la position moyenne du contraste n'est pas indépendante de la dispersion. Ce déplacement peut être estimé en déterminant la valeur moyenne de la fonction $|g_D(t)|^2$. En utilisant les propriétés des transformées de Fourier, celle-ci peut

s'exprimer comme:

$$\begin{aligned} \int t g_D(t) g_D^*(t) dt &= \frac{1}{i} \int f_D(\omega - \omega_0) \frac{d}{d(\omega - \omega_0)} f_D^*(\omega - \omega_0) d(\omega - \omega_0) \\ &= -2 (\beta_1'' l_1 - \beta_2'' l_2) \int (\omega - \omega_0) |F(\omega - \omega_0)|^2 d(\omega - \omega_0) \quad (4.14) \end{aligned}$$

où la propriété $\lim_{\omega \rightarrow \pm\infty} |F(\omega - \omega_0)|^2 = 0$ est utilisée.

La position moyenne du paquet d'interférence est donc déplacée, d'une quantité proportionnelle à la dispersion, signe y compris. Elle dépend également de la valeur de l'intégrale, qui est différente de zéro seulement si la distribution spectrale $|F(\omega - \omega_0)|^2$ est *assymétrique*. Ce déplacement pourra donc être rendu négligeable en prenant garde que la distribution spectrale soit la plus symétrique possible.

Les principales propriétés du contraste du paquet d'interférences $|g_D|$ peuvent être résumées ainsi:

- Si la valeur de la dispersion est *négligeable*, $|g_D|$ est *symétrique* et sa valeur maximale se trouve au centre. Celui-ci correspond à la situation où les *temps de propagation de groupe sont égaux* dans les deux bras de l'interféromètre. La largeur de $|g_D|$ est inversement proportionnelle à la largeur spectrale de la source.
- Si la valeur de la dispersion est *importante*, $|g_D|$ s'étale et le contraste au centre diminue. De plus, si le spectre de la source est *assymétrique*, la mesure du temps de groupe par la moyenne est *biaisée* d'une quantité proportionnelle à la dispersion et au degré d'assymétrie de la source.

Effets de polarisation

Il reste à traiter le cas où les bras de l'interféromètre ne peuvent pas être considérés comme dégénérés pour l'état de polarisation. Une reconstruction interférométrique dépendant de façon essentielle de l'état de polarisation respectif des ondes en présence, le contraste d'interférence devrait également être fonction du comportement des modes de polarisation lors de leur parcours dans les bras de l'interféromètre.

Dans les fibres optiques, la dégénérescence de polarisation est levée lorsque apparaissent des anisotropies brisant la symétrie cylindrique du

guide d'onde. Pratiquement, ces anisotropies se concrétisent, par exemple, sous la forme d'un coeur elliptique ou décentré et apparaissent accidentellement lors d'une étape de fabrication. Il en résulte un comportement légèrement biréfringent — et parfois aussi une activité optique — qui peut limiter les performances d'une fibre. En effet, la différence de temps de propagation des deux modes de polarisation donne lieu à une *dispersion de polarisation*.

Les modifications géométriques du guide d'onde impliquent des solutions différentes de l'équation d'onde suivant l'état de polarisation, mais il a été démontré¹³ que cet effet-là n'est pas suffisant pour expliquer les biréfringences observées. L'effet prépondérant provient de la différence de coefficient d'expansion thermique entre les régions différemment dopées de la fibre, donnant lieu à des contraintes internes lors du refroidissement de la fibre après sa solidification. Ces contraintes génèrent des indices de réfraction différents pour des directions de l'espace distinctes, par le biais de l'effet élasto-optique. Cet effet a l'avantage pour la silice de peu dépendre de la longueur d'onde.

Pour certaines applications, particulièrement lorsque l'état de polarisation de la lumière doit être conservé, une fibre très biréfringente est nécessaire, diminuant ainsi la probabilité d'un couplage aléatoire entre modes de polarisation. Dans ce cas, les contraintes sont induites artificiellement en créant dans la fibre des lobes de matériau très dopé, voire différent.

La connaissance du comportement d'une fibre optique en polarisation est donc importante dans toutes ces situations. Pour en évaluer les effets sur le contraste de la reconstruction interférométrique, la transformation de l'état de polarisation par son passage dans un bras de l'interféromètre sera décrite par un opérateur unitaire, l'énergie étant supposée conservée par cette transformation (pas d'effets polarisants). Pour chaque bras, cet opérateur prend la forme générale suivante:

$$\mathcal{P}_i = \mathcal{R}_i \mathcal{B}_i \mathcal{R}_i^{-1} \mathcal{A}_i \quad i = 1, 2 \quad (4.15)$$

où \mathcal{R}_i et \mathcal{A}_i sont des matrices de rotation et \mathcal{B}_i est une matrice de

¹³ Voir par exemple I.P.Kaminow, IEEE J. Quantum Electronics, QE-17, p.15-22

déphasage, définie comme:

$$\mathcal{B}_i = \begin{bmatrix} e^{-i\phi_i} & 0 \\ 0 & e^{i\phi_i} \end{bmatrix} \quad i = 1, 2 \quad (4.16)$$

Il est possible de démontrer que toute matrice unitaire peut être développée de cette façon-là. Elle dépend donc de trois paramètres: les angles de rotation de \mathcal{R}_1 et \mathcal{A}_1 , et l'angle de déphasage de \mathcal{B}_1 . Physiquement, cette paramétrisation signifie que toute transformation de l'état de polarisation conservant l'énergie peut être réduite à l'application d'un élément *optiquement actif* — représenté par l'opérateur \mathcal{A}_1 — et d'un élément *biréfringent* — représenté par \mathcal{B}_1 — avec une *orientation* définie, décrite par l'action des matrices de rotation \mathcal{R}_1 et \mathcal{R}_1^{-1} .

Selon (4.4), l'effet de la transformation de l'état de polarisation sur le contraste d'interférence est représenté par l'opérateur $\mathcal{P}_2^+ \mathcal{P}_1$ et son conjugué hermitique. Il est constitué d'après (4.15) du produit de huit matrices élémentaires. Toutefois, il est possible de le réduire à un produit de cinq matrices élémentaires en effectuant un changement de base, en l'occurrence une rotation des axes de polarisation. En effet,

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_2^+ \mathcal{P}_1' &= (\mathcal{R}_1^{-1} \mathcal{A}_1) \mathcal{P}_2^+ \mathcal{P}_1 (\mathcal{A}_1^{-1} \mathcal{R}_1) = \mathcal{A}_1 \mathcal{A}_2^{-1} \mathcal{R}_1^{-1} \mathcal{R}_2 \mathcal{B}_2^{-1} \mathcal{R}_2^{-1} \mathcal{R}_1 \mathcal{B}_1 \\ &= \mathcal{A}^{-1} \mathcal{R} \mathcal{B}_2^{-1} \mathcal{R}^{-1} \mathcal{B}_1 \end{aligned} \quad (4.17)$$

avec $\mathcal{A} = \mathcal{A}_2 \mathcal{A}_1^{-1}$ et $\mathcal{R} = \mathcal{R}_1^{-1} \mathcal{R}_2$ et où le fait que les matrices de rotation forment un groupe commutatif a été utilisé. La nouvelle base est donc formée des états propres de \mathcal{B}_1 . Par la suite, \mathcal{P}_1' et \mathcal{P}_2' seront considérés comme les opérateurs représentatifs de la transformation de l'état de polarisation et les primes seront omis.

Pour estimer la valeur moyenne de cet opérateur, il est opportun dans ce cas d'utiliser un opérateur densité¹⁴, car il permet très simplement de calculer une valeur moyenne lorsque l'état n'est pas pur, mais un mélange statistique. De plus, le résultat de ce calcul est de cette façon indépendant de la base choisie pour la représentation des états. La valeur

¹⁴ Dans M. Born, E. Wolf, "Principles of Optics", Pergamon, 10.8 un formalisme identique est développé, restreint au cas particulier de la polarisation de la lumière, sous le nom de matrice de cohérence.

moyenne est donnée simplement dans ce cas par le calcul de la trace:

$$\langle \mathcal{P}_2^+ \mathcal{P}_1 \rangle = \text{Tr} [\rho \mathcal{P}_2^+ \mathcal{P}_1] \quad (4.18)$$

où ρ est l'opérateur densité.

Pour de la lumière complètement dépolarisée — comme ce sera le cas dans la configuration expérimentale décrite par la suite — l'opérateur densité s'écrit simplement:

$$\rho = \begin{bmatrix} \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} \end{bmatrix} \quad (4.19)$$

En utilisant (4.16) et en posant

$$\mathcal{A} = \begin{bmatrix} \cos\alpha & -\sin\alpha \\ \sin\alpha & \cos\alpha \end{bmatrix} \quad \mathcal{R} = \begin{bmatrix} \cos\vartheta & -\sin\vartheta \\ \sin\vartheta & \cos\vartheta \end{bmatrix} \quad (4.20)$$

puis en remplaçant dans (4.17), il est possible d'évaluer (4.18) à l'aide de (4.19), ce qui donne finalement après un long calcul sans difficultés:

$$\langle \mathcal{P}_2^+ \mathcal{P}_1 \rangle = \cos\vartheta \cos(\vartheta-\alpha) \cos(\phi_1-\phi_2) + \sin\vartheta \sin(\vartheta-\alpha) \cos(\phi_1+\phi_2) \quad (4.21)$$

Comme cette valeur moyenne est réelle, le même résultat est obtenu pour $\langle \mathcal{P}_1^+ \mathcal{P}_2 \rangle$, le conjugué hermitique, apparaissant également dans (4.4).

L'expression (4.21) se simplifie considérablement si la biréfringence du bras de référence peut être considérée comme négligeable ($\phi_1=0$):

$$\langle \mathcal{P}_2^+ \mathcal{P}_1 \rangle = \cos\alpha \cos\phi_2 \quad (4.22)$$

Il apparait clairement que l'effet de l'activité optique et de la biréfringence ne peut être distingué au moyen du contraste d'interférence. En effet, l'activité optique étant équivalente à une biréfringence pour les états de polarisation circulaire et la lumière étant supposée complètement dépolarisée, les rôles de l'activité optique et de la biréfringence sont parfaitement interchangeables, suivant que l'on considère un développement sur les états de polarisation linéaire ou circulaire.

Il s'agit maintenant d'explicitier l'effet de cette activité optique ou

cette biréfringence sur le contraste du paquet d'interférence. Dans un premier temps, le bras de mesure est supposé biréfringent seulement ($\alpha=0$), l'effet de l'activité optique étant ensuite déduit par une simple analogie. Dans ce but, il est nécessaire de développer ϕ_2 d'une façon similaire à β_{12} :

$$\phi_2 = \frac{\omega}{c} \frac{\Delta n}{2} l_2 = \frac{\Delta n}{2c} \omega_0 l_2 + \frac{\Delta N}{2c} (\omega - \omega_0) l_2 \quad (4.23)$$

où Δn est la différence d'indice de réfraction entre les axes propres de biréfringence (états propres de \mathcal{B}_2), et $\Delta N = \Delta n - \lambda \frac{d\Delta n}{d\lambda}$ est la différence d'indice équivalente pour les vitesses de groupe.

En remplaçant (4.23) dans (4.22), puis dans (4.4), et en effectuant la même suite de calcul, on aboutit à l'expression suivante pour l'intensité détectée en tenant compte des effets de polarisation:

$$\begin{aligned} \langle I(l_1) \rangle = \frac{1}{2} \epsilon_0 c |\mathcal{E}_0|^2 \left\{ 1 + |k_1| |k_2| \cdot \right. \\ \left. \left[\left| g_D \left[\beta'_1 l_1 - \left(\beta'_2 + \frac{\Delta N}{2c} \right) l_2 \right] \right| \cos \left[\beta_{01} l_1 - \left(\beta_{02} + \omega_0 \frac{\Delta n}{2c} \right) l_2 + \phi(l_1) \right] \right. \right. \\ \left. \left. + \left| g_D \left[\beta'_1 l_1 - \left(\beta'_2 - \frac{\Delta N}{2c} \right) l_2 \right] \right| \cos \left[\beta_{01} l_1 - \left(\beta_{02} - \omega_0 \frac{\Delta n}{2c} \right) l_2 + \phi(l_1) \right] \right] \right\} \quad (4.24) \end{aligned}$$

où ϕ est toujours la somme des arguments de g_D et du produit $k_1 k_2^*$.

L'effet de la biréfringence apparaît donc comme un dédoublement du paquet d'interférence, qui, en fait, n'est que la *reconstruction interférométrique indépendante de chaque mode de polarisation*, en ne considérant que ses propres vitesses de phase et de groupe. Si l'activité optique n'est pas négligeable, chacune de ces reconstructions interférométriques est à son tour dédoublée de façon similaire, pour donner quatre paquets d'interférences.

Dans le cas général, les deux termes d'interférence apparaissant dans (4.24) se chevauchent et la fonction de contraste résultante est relativement compliquée. Toutefois, dans les deux cas extrêmes traités ci-dessous, où la biréfringence est très forte ou très faible, le contraste prend une forme simple, facile à interpréter.

En effet, lorsque la biréfringence est *forte*, il est possible que la différence de position entre les paquets d'interférence soit plus grande que

le temps de cohérence t_c , c'est-à-dire:

$$\frac{\Delta N}{c} l_2 > t_c \quad (4.25)$$

Dans ce cas, les paquets d'interférences ne se recouvrent plus et le temps de propagation lié à la vitesse de groupe de chaque mode propre de polarisation peut être mesuré indépendamment. La différence entre ces temps de propagation fournit directement la dispersion de polarisation.

D'autre part, lorsque la biréfringence est faible, les deux paquets d'interférence sont indistinguables. En d'autres termes, comme la fonction $|g_D|$ varie lentement, il est possible de négliger les petites translations dues à la biréfringence et, par conséquent, $|g_D|$ peut être mis en évidence dans (4.24). Toutefois, cette approximation ne peut pas être faite pour les termes en cosinus représentant les interférences, car ils varient rapidement. Sous cette condition, (4.24) peut s'écrire:

$$\begin{aligned} \langle I(I_1) \rangle = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c |\mathcal{E}_0|^2 \left\{ 1 + 2 |k_1| |k_2| |g_D(\beta'_1 l_1 - \beta'_2 l_2)| \cos\left(\omega_0 \frac{\Delta n}{2c} l_2\right) \right. \\ \left. \cdot \cos\left[\beta_{01} l_1 - \beta_{02} l_2 + \phi(I_1)\right] \right\} \quad (4.26) \end{aligned}$$

Le contraste se trouve donc multiplié par un terme en cosinus dépendant de la fréquence de la lumière. Il en résulte une variation périodique du contraste sur le spectre. Les maximums de contraste correspondent à la situation où les signaux d'interférences de chaque mode de polarisation sont en phase, additionnant ainsi leur contribution. Par contre, lorsqu'ils sont en opposition de phase, ils s'annulent dans une large mesure. Il faut noter qu'il ne s'agit pas là d'un phénomène d'interférences entre ondes lumineuses, mais de l'addition de signaux photoélectriques sinusoïdaux déphasés. De cette manière, il sera possible de déduire Δn à partir de la période de variation spectrale du contraste.

Toutes ces situations ont pu être mises en évidence expérimentalement, permettant ainsi de proposer une méthode de mesure de la biréfringence - ou de la dispersion de polarisation - facile à utiliser et surtout n'employant aucun élément optique polarisant.

IV. B DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Dans la mise en oeuvre du dispositif expérimental, l'effort a été porté sur la réalisation d'un système performant sur plusieurs points. En particulier, une amélioration par rapport aux expériences de ce type déjà décrites était souhaitable pour les caractéristiques suivantes: précision, robustesse et facilité d'utilisation. Plusieurs configurations ont été testées, et finalement le dispositif de la fig. 4.3 s'est imposé.

Ce dispositif se distingue par ces deux options de base:

- **Un schéma optique tout-fibre.** Ce choix a été dicté par les conditions de robustesse et de facilité d'utilisation d'une part, et pour assurer une large couverture spectrale d'autre part. En effet, la lumière restant confinée dans un guide d'onde, le système est moins sensible aux perturbations mécaniques et les risques de désalignement sont nuls. De plus, la longueur des bras de l'interféromètre peut être allongée sans augmenter l'encombrement du dispositif, et l'absence de lentille élimine les problèmes liés aux aberrations, diminuant ainsi les pertes grâce au rendement optimal et à l'achromatisme complet des liaisons optiques. En contrepartie, il a fallu mettre au point une ligne de

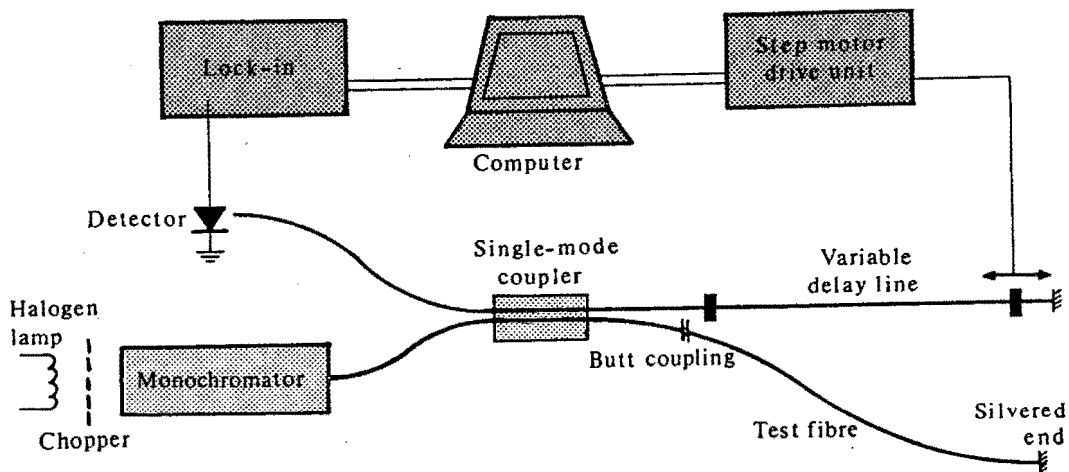


Fig. 4.3 Schéma du dispositif expérimental.

retard en fibre, ce qui a nécessité quelques études, qui font l'objet de la section suivante. Par ailleurs, la longueur optique d'une fibre est beaucoup plus sensible aux fluctuations de température qu'un trajet équivalent dans l'air; mais la nature même du trajet optique confiné dans une fibre permet d'établir une meilleure protection contre les perturbations thermiques. D'autre part, une stabilisation au niveau de l'interférence n'est pas nécessaire pour ce type de mesure, puisque seule la fonction de contraste offre un intérêt. Il faut également noter qu'un schéma optique tout-fibre n'a été rendu possible que par la récente disponibilité de coupleurs monomodes.

- **Une configuration de type Michelson.** Cette configuration a été choisie parce qu'elle répond le mieux aux conditions souhaitées. En effet, pour la même longueur de fibre, le trajet optique est doublé par rapport à la configuration Mach-Zehnder, augmentant ainsi la précision. De plus, le nombre d'éléments optiques est minimisé, car un seul coupleur et un seul dispositif d'alignement pour la fibre à mesurer sont nécessaires, rendant ainsi le système plus robuste et plus facile à utiliser. Cette plus grande compacité permet également d'assurer une meilleure stabilité de l'ensemble.

Les éléments du circuit optique, soient la source, le détecteur et le coupleur monomode, sont décrits ci-dessous.

La source

La source lumineuse doit avoir une largeur spectrale suffisante pour couvrir les longueurs d'onde comprises entre 1200 et 1600 nm. De plus, son spectre doit être très uniforme pour éviter que la mesure soit biaisée, comme il a été signalé dans la première section de ce chapitre. Comme une modulation à haute fréquence n'est pas nécessaire, une source de type corps noir est parfaitement adaptée. Le choix a été porté sur une lampe halogène à filament de tungstène, car elle offre de bonnes garanties de stabilité, durée de vie et compacité, tout en ayant une température de couleur élevée.

Toutefois, compte tenu de la faible radiance d'une telle source, il faut s'attendre à une faible puissance injectée dans la fibre. Elle peut être

évaluée simplement dans le cas d'un corps noir:

$$P = \bar{E}_{BE} \frac{dn}{dt} \quad (4.27)$$

$$\text{où} \quad \bar{E}_{BE} = \frac{hc}{\lambda} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1}$$

est l'énergie moyenne par cellule quantique de l'espace de phase ou *mode*, donnée dans ce cas par la statistique de Bose-Einstein, et $\frac{dn}{dt}$ est le nombre de modes qu'il est possible de compter par unité de temps.

Comme la fibre ne transmet qu'un seul mode transversal pour chaque polarisation,

$$n = 2 n_x n_y n_z = 2 n_z \quad (4.28)$$

où z est la direction de propagation et le facteur 2 représente les deux polarisations. Dans une cavité unidimensionnelle de longueur l , les modes propres sont séparés par une fréquence angulaire:

$$\Delta\Omega = c \frac{\pi}{l} \quad (4.29)$$

Le nombre de modes dans cette cavité devient, compte tenu que la source a une largeur spectrale $\Delta\omega$:

$$n_z = \frac{\Delta\omega}{\Delta\Omega} = \frac{\Delta\omega}{\pi c} l = 2 \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} l \quad (4.30)$$

ce qui donne, le nombre de modes étant transformé en une densité de modes:

$$\frac{dn}{dt} = c \frac{dn}{dl} = 2 c \frac{dn_z}{dl} = 4 c \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} \quad (4.31)$$

d'où, finalement:

$$P = \frac{4hc}{\lambda^3} \frac{\Delta\lambda}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} \quad (4.32)$$

Cette expression montre que la puissance injectée ne dépend que de la longueur d'onde λ et de la température T de la source, la puissance nominale de la lampe n'entrant pas en considération. Ainsi, pour une longueur d'onde de 1300 nm et une température typique de 3400 K:

$$P = 4,33 \frac{nW}{nm} \cdot \Delta\lambda \quad (4.33)$$

Cette puissance doit être encore multipliée par un terme d'émissivité qui

vaut approximativement 0,4 pour le tungstène à cette longueur d'onde.

Une portion du spectre est ensuite sélectionnée par un monochromateur à réseau de diffraction, dont la sélectivité est réglable. L'efficacité propre du réseau est de l'ordre de 50%, mais l'optique de focalisation à l'intérieur du monochromateur est mal adaptée pour coupler de la lumière dans une fibre. En effet, elle présente un fort astigmatisme - qui n'est pas gênant dans la plupart des utilisations traditionnelles - réduisant l'efficacité globale à moins de 10%.

Le détecteur

L'efficacité intrinsèque d'un matériau photodétecteur est donnée par sa détectivité spécifique D^* , qui est l'inverse de la puissance minimale détectable équivalente au bruit, normalisée à la bande passante et aux dimensions de la surface photosensible.

Dans la région spectrale offrant un intérêt, les photodiodes semiconductrices ont, pour l'instant, de loin les meilleures caractéristiques, et, parmi elles, les détecteurs InGaAs sont actuellement les plus performants. Pour ce matériau, la détectivité mesurée est:

$$D^* = 7,9 \cdot 10^{11} \frac{\text{cm Hz}^{1/2}}{\text{W}} \quad (4.34)$$

Compte tenu des faibles dimensions de la fibre optique, la surface du détecteur S peut être très réduite, diminuant ainsi le bruit intrinsèque. Le diamètre de la surface photosensible du détecteur est de 0,1 mm, ce qui donne une puissance équivalente de bruit:

$$NEP = \frac{\sqrt{S}}{D^*} = 1,12 \cdot 10^{-14} \frac{\text{W}}{\text{Hz}^{1/2}} \quad (4.35)$$

Ce résultat permet de déterminer, en fonction de la puissance lumineuse incidente et du rapport signal sur bruit admissible, la bande passante de filtrage du signal électrique provenant du détecteur. Il permet également de concevoir un préamplificateur ayant un bruit intrinsèque négligeable par rapport au détecteur, condition qui a pu être réalisée pour des fréquences comprises entre 0,1 et 1,5 kHz.

Le coupleur monomode

Cet élément est conçu pour coupler directement de l'énergie lumineuse d'une fibre optique dans une autre, sans que la lumière ne cesse d'être

guidée. Sa réalisation est simple dans le principe: les coeurs de deux fibres parallèles sont placés à proximité l'un de l'autre, de telle façon que le mode guidé de chaque fibre soit légèrement perturbé par la présence de l'autre. C'est un problème classique ensuite de démontrer que l'énergie d'une fibre est peu à peu transférée dans l'autre jusqu'à s'y trouver totalement, puis retourne peu à peu dans la fibre d'origine, et ainsi de suite.

L'énergie qui se trouve dans chacune des fibres à la sortie du coupleur — en supposant que l'énergie incidente ne provient que d'une fibre — dépend de la longueur de couplage, du degré de recouvrement des champs modaux et de la constante de propagation β de ces modes. Comme β dépend de la longueur d'onde, le degré de couplage global du coupleur varie également périodiquement en fonction de la longueur d'onde, comme le montre la mesure de la figure 4.4a. Pour le coupleur de la figure 4.4b, les constantes de propagation des deux fibres ne sont pas égales (fibres différentes) et, dans ce cas, il peut être démontré que le transfert d'énergie d'une fibre à l'autre ne peut pas être complet.

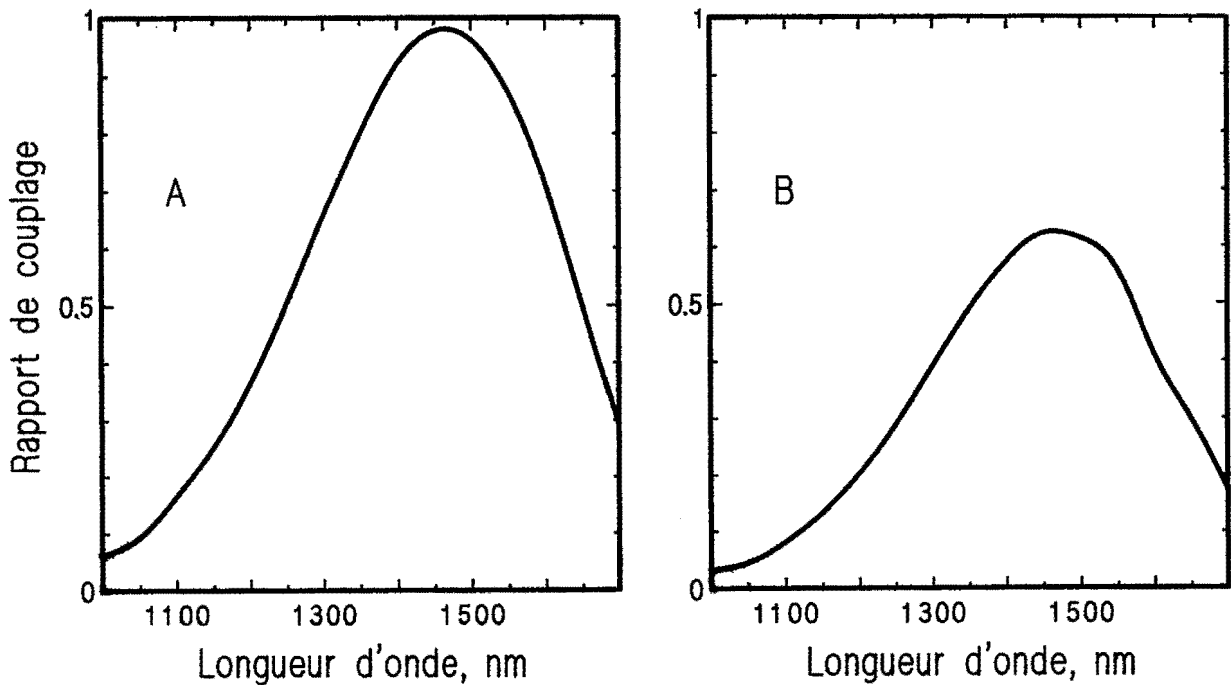


Fig. 4.4 Rapport de couplage de deux coupleurs monomodes en fonction de la longueur d'onde. A: coupleur symétrique; B: coupleur assymétrique.

Il faut noter que ce couplage est *cohérent* et que, par conséquent, les conditions sont *idéales* pour une reconstruction interférométrique. Toutefois, le terme interférométrique dans (4.8) est maximal lorsque la moitié de l'énergie d'une fibre est couplée dans l'autre, c'est-à-dire lorsque $|k_1| = |k_2| = 0,5$. Or, de par la nature même du couplage, il n'est pas possible d'assurer cette condition sur tout le spectre. Pour cette raison, le coupleur de la fig. 4.4b a été choisi pour le dispositif de mesure, le degré de couplage étant proche de l'idéal sur une plus grande plage spectrale. Par ailleurs, il est apparu récemment sur le marché des coupleurs dont la période de variation spectrale a pu être considérablement agrandie, donnant ainsi un taux de couplage très proche de l'idéal sur toute la région spectrale offrant un intérêt.

IV.C LIGNE DE RETARD EN FIBRE

Pour pouvoir varier de plusieurs millimètres la longueur optique du bras de référence de l'interféromètre, ceci sans que la lumière soit extraite du guide d'onde, l'utilisation des propriétés élastiques de la fibre optique est actuellement la solution la plus aisément réalisable. La variation de longueur optique est provoquée simplement par l'allongement mécanique de la fibre. Malgré la haute rigidité de la silice, un allongement suffisant est possible en appliquant une force raisonnable grâce à la faible section de la fibre. D'autre part, il a été empiriquement constaté que le temps moyen avant rupture devenait inférieur à 24 heures pour un allongement relatif supérieur à 2%, ceci pour une fibre ayant un diamètre de $125 \mu\text{m}$ et protégée par une microgaine en acrylate. La fibre nue ne peut être raisonnablement utilisée, car le temps moyen avant rupture est considérablement réduit, la microgaine ne pouvant plus empêcher les amorces de fracture de se propager.

La variation de longueur optique n'est pas simplement équivalente à l'allongement mécanique, car les déformations engendrées par la contrainte d'allongement induisent des variations d'indice de réfraction: il s'agit de l'*effet photoélastique*. Cet effet est décrit par un tenseur, d'une façon formellement similaire à la représentation des propriétés élastiques d'un solide¹⁵. Afin de déduire quantitativement la relation entre variation de longueur optique et allongement mécanique, les propriétés mécaniques et

¹⁵ J.Nye, "Physical properties of crystals", Clarendon Press, Oxford

optiques seront supposées isotropes, c'est-à-dire que l'inhomogénéité créée par le dopage du coeur est négligée. Cette hypothèse est tout-à-fait raisonnable, compte tenu du faible dopage et de la nature amorphe de la silice.

La relation entre contraintes et déformations est donnée dans la théorie de l'élasticité par l'expression usuelle suivante:

$$\underline{u} = \underline{\underline{C}}^{-1} \underline{\sigma} \quad (4.36)$$

où \underline{u} est le tenseur des déformations, $\underline{\sigma}$ est le tenseur des contraintes — les deux étant formé d'un vecteur à six composantes dans la représentation réduite ordinaire — et $\underline{\underline{C}}^{-1}$ est l'inverse du tenseur d'élasticité, tel qu'il est défini usuellement. Dans le cas d'un solide isotrope, l'ensemble de ces composantes ne dépend que de deux paramètres indépendants, permettant une description simplifiée par la loi de Hooke.

Les variations d'indice de réfraction sont ensuite liées aux déformations par une relation similaire:

$$\underline{\Delta n^{-2}} = \underline{\underline{P}} \underline{u} \quad (4.37)$$

où $\underline{\Delta n^{-2}}$ est le vecteur à six composantes représentant les variations d'indice et $\underline{\underline{P}}$ est le tenseur élasto-optique, qui, dans le cas isotrope, prend la forme suivante:

$$\underline{\underline{P}} = \begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{11} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{12} & p_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} \end{pmatrix} \quad p_{44} = \frac{p_{11} - p_{12}}{2} \quad (4.38)$$

et ne dépend également que de deux paramètres.

Pour allonger la fibre, seule une force longitudinale est appliquée, dans le sens de propagation de la lumière, c'est-à-dire $\sigma_i = 0$ pour $i \neq 3$. La loi de Hooke donne alors les relations suivantes:

$$u_3 = \frac{\sigma_3}{E} \quad u_1 = u_2 = -\nu u_3 \quad (4.39)$$

où E est le module de Young et ν le nombre de Poisson.

Les variations de l'indice correspondantes sont déduites en remplaçant

dans (4.37), avec (4.38):

$$\Delta n_1^{-2} = \Delta n_2^{-2} = \left[p_{12} - \nu (p_{11} + p_{12}) \right] u_3 \quad \Delta n_3^{-2} = \left[p_{11} - 2\nu p_{12} \right] u_3 \quad (4.40)$$

La composante longitudinale du champ électrique du mode sera négligée par rapport aux composantes transversales — elle n'est pas rigoureusement nulle, puisque le mode fondamental est du type hybride HE — permettant de ne considérer que les variations transversales de l'indice de réfraction, $\Delta n^{-2} = \Delta n_1^{-2} = \Delta n_2^{-2}$. De plus, comme ces variations sont faibles, la linéarisation suivante peut être faite:

$$\Delta n^{-2} \approx -2 \frac{\Delta n}{n^3} \quad (4.41)$$

ce qui donne, en posant $u_3 = \frac{\Delta l}{l}$ où l est la longueur de la fibre allongée et Δl l'allongement et en remplaçant dans (4.40):

$$\Delta n = -\frac{n^3}{2} \left[p_{12} - \nu (p_{11} + p_{12}) \right] \frac{\Delta l}{l} \quad (4.42)$$

Si ξ est défini comme la longueur optique associée à la vitesse de groupe, c'est-à-dire $\xi = Nl$ où $N = n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}$, sa variation supposée faible peut s'exprimer comme:

$$\Delta \xi = N \Delta l + \Delta N l \quad (4.43)$$

de telle façon que les contributions d'allongement pur et de variation d'indice de réfraction apparaissent séparément. En faisant l'hypothèse — vérifiée expérimentalement par la suite — que la valeur des composantes du tenseur \underline{P} dépendent de façon négligeable de la longueur d'onde, ΔN prend la forme suivante, à l'aide de (4.42):

$$\Delta N = \Delta n - \lambda \frac{d\Delta n}{d\lambda} = -\frac{n^2}{2} (3N - 2n) \left[p_{12} - \nu (p_{11} + p_{12}) \right] \frac{\Delta l}{l} \quad (4.44)$$

Comme pour la silice $\lambda \frac{dn}{d\lambda} \ll n$, en fait de l'ordre de 1%, cette expression peut se simplifier ainsi:

$$\Delta N = -\frac{N^3}{2} \left[p_{12} - \nu (p_{11} + p_{12}) \right] \frac{\Delta l}{l} \quad (4.45)$$

formellement équivalente à (4.42).

En remplaçant dans (4.43), on aboutit à l'expression finale suivante:

$$\Delta\xi = N \left\{ 1 - \frac{N^2}{2} \left[p_{12} - \nu (p_{11} + p_{12}) \right] \right\} \Delta l = \Gamma \Delta l \quad (4.46)$$

établissant le lien entre allongement mécanique et variation de chemin optique associé à la vitesse de groupe.

A l'aide des coefficients élasto-optiques de la silice ($p_{11} = 0,121$; $p_{12} = 0,27$) et de son nombre de Poisson ($\nu = 0,17$)¹⁶, le facteur Γ prend la valeur suivante, pour $\lambda = 1300$ nm:

$$\Gamma = 1,144 \quad (4.47)$$

Toutefois, des différences significatives ont été constatées entre mesures sur des fibres optiques et prévisions utilisant ces coefficients élasto-optiques¹⁷. Le dopage est mis en cause pour expliquer ces différences, sans pourtant que la preuve ait pu être apportée. Récemment, les composantes du tenseur élasto-optique ont été mesurées sur des fibres optiques¹⁸. Avec ces nouvelles valeurs sensiblement différentes ($p_{11} = 0,113 \pm 0,005$; $p_{12} = 0,252 \pm 0,005$; $\nu = 0,16 \pm 0,01$), Γ devient, toujours à 1300 nm:

$$\Gamma = 1,159 \pm 0,007 \quad (4.48)$$

Par ailleurs, un grand nombre d'approximations ont été faites pour établir la formule (4.46). Pour la plupart d'entre elles, l'ordre de grandeur du premier terme négligé peut être estimé:

- Dans l'expression (4.36), une relation linéaire entre contrainte et déformation a été utilisée. Pour une fibre optique, la correction au deuxième ordre a été mesurée¹⁹. Elle modifie le facteur Γ de la façon suivante:

$$\Gamma' = \Gamma - 3,06 \frac{\Delta l}{l} \quad (4.49)$$

- L'approximation (4.41) est corrigée de la façon suivante:

$$\Delta n' = -\frac{n^3}{2} \Delta n^{-2} + \frac{3}{8} n^5 (\Delta n^{-2})^2 = \Delta n + \frac{3}{2n} (\Delta n)^2 \quad (4.50)$$

¹⁶ "American Institute of Physics Handbook", McGraw-Hill, 3rd ed., p.6-236

¹⁷ R.Ulrich, A.Simon, Applied Optics, 18, p.2241-2251

¹⁸ A.Bertholds, R.Dändliker, IEEE J. of Lightwave Techn., LT-6, p.17-20,(1988)

¹⁹ A.Bertholds, R.Dändliker, IEEE J. of Lightwave Techn., LT-5, p.895-900,(1987)

ce qui donne:

$$\Gamma' = \Gamma + 0,04 \frac{\Delta l}{l} \quad (4.51)$$

- Dans l'expression (4.43) s'ajoute le terme $\Delta N \cdot \Delta l$, d'où:

$$\begin{aligned} \Gamma' &= N \left\{ 1 - \frac{N^2}{2} \left[p_{12} - \nu (p_{11} + p_{12}) \right] \left(1 + \frac{\Delta l}{l} \right) \right\} \\ &= \Gamma - 0,03 \frac{\Delta l}{l} \end{aligned} \quad (4.52)$$

- L'approximation permettant le passage de (4.44) à (4.45) est très légère et se corrige ainsi à l'ordre suivant:

$$\Gamma' = \Gamma + 0,0002 \quad (4.53)$$

Il apparaît donc clairement que seule la correction (4.49) est importante. D'autre part, une approximation n'est pas évaluée: l'effet sur la composante longitudinale du champ électrique. Pour une fibre monomode ordinaire, l'amplitude de cette composante n'est que les 4% de la composante transversale, ce qui implique une correction de l'ordre de grandeur de (4.51).

Mises à part ces considérations, la détermination théorique (4.48) du facteur Γ reste relativement imprécise. De plus, les coefficients elasto-optiques ont été mesurés dans le visible, et actuellement il manque les données sur leur valeur et leur comportement dans la région spectrale utile. L'évaluation expérimentale a donc du être effectuée à différentes longueurs d'onde pour plusieurs types de fibre.

Dans ce but, un interféromètre tel que celui de la figure 4.3 a été construit. Un des bras est constitué d'un trajet dans l'air, dont la longueur peut être variée à l'aide d'un microdéplacement motorisé ayant une résolution de $0,1 \mu\text{m}$. L'autre bras est une fibre optique de 50 cm, dont une extrémité est ancrée à un point fixe et l'autre est solidaire d'un même microdéplacement motorisé, permettant ainsi des allongements précisément calibrés. Des élongations successives de $50 \mu\text{m}$ ont ainsi pu être imposées à la fibre, jusqu'à atteindre un allongement total de 2 mm, ou 4% en valeur relative. A chaque étape, la longueur du trajet dans l'air était modifiée pour trouver les interférences et déterminer le point où le contraste est maximum, sur le même principe que la mesure des temps de propagation. La variation de la longueur du bras dans l'air donne la longueur optique

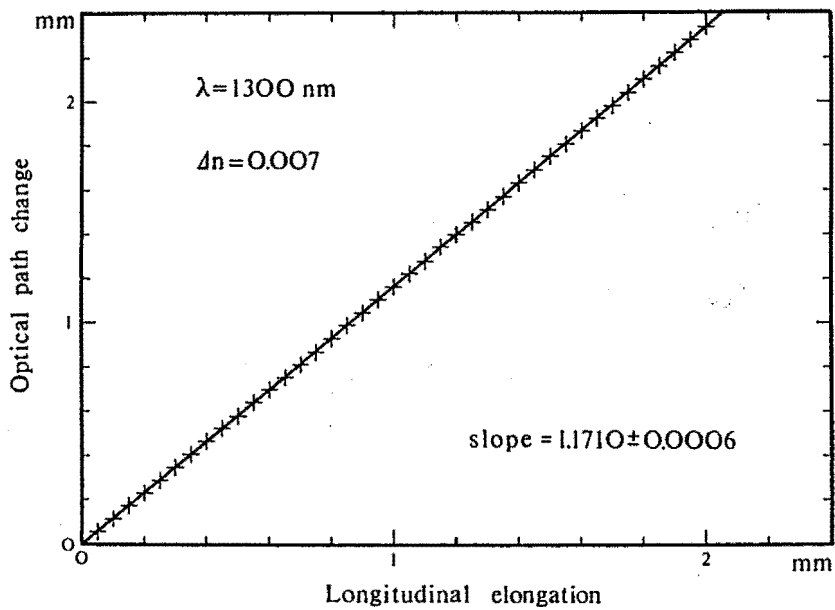


Fig. 4.5 Variation mesurée de chemin optique lié à la vitesse de groupe en fonction de l'allongement mécanique dans une fibre optique, avec la pente Γ correspondante.

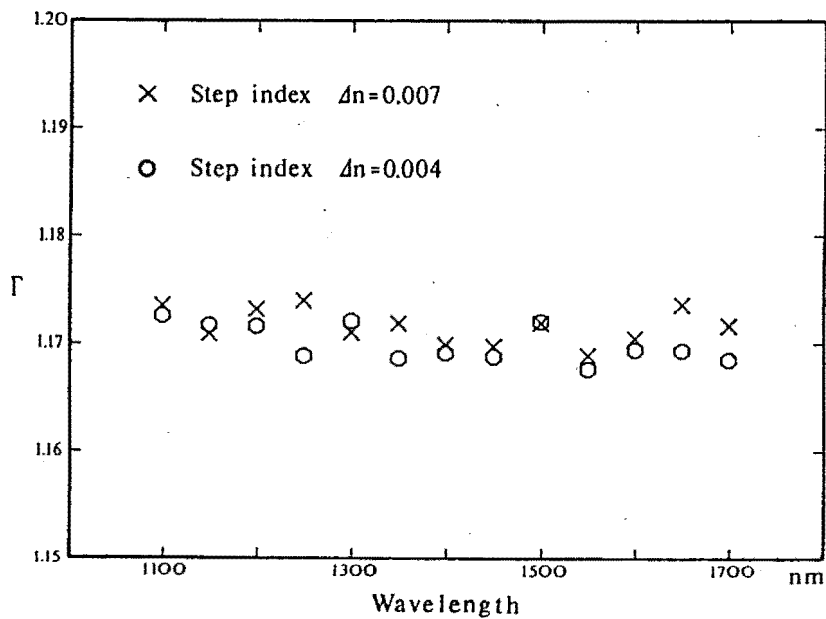


Fig. 4.6 Facteur de pente Γ en fonction de la longueur d'onde, pour deux fibres présentant des dopages, donc des Δn , différents.

équivalente à l'allongement. Une telle mesure est représentée dans la figure 4.5, mettant en évidence une excellente linéarité. Cette mesure a été répétée à différentes longueurs d'onde pour plusieurs types de fibre. Dans la figure 4.6, le facteur Γ est représenté en fonction de la longueur d'onde pour les deux fibres ayant les dopages maximum et minimum, respectivement. Une dépendance spectrale de Γ ne peut pas être mise en évidence, justifiant ainsi une des hypothèses formulées auparavant.

Dans le tableau ci-dessous, les caractéristiques des fibres et le résultat des mesures sont récapitulés:

$n_{\text{coeur}} - n_{\text{SiO}_2}$	$n_{\text{SiO}_2} - n_{\text{clad}}$	Γ
$4 \cdot 10^{-3}$	0	$1,1695 \pm 0,0002$
$5 \cdot 10^{-3}$	0	$1,1716 \pm 0,0002$
$7 \cdot 10^{-3}$	0	$1,1709 \pm 0,0002$
$5 \cdot 10^{-3}$	$-1,5 \cdot 10^{-3}$	$1,1680 \pm 0,0002$

Au vu de ces résultats, aucune relation ne peut être établie entre la quantité de dopants et Γ , permettant de considérer que

$$\Gamma = 1,1700 \pm 0,0008 \quad (4.54)$$

entre 1100 et 1600 nm, pour des fibres de type courant.

Une mesure a été effectuée sur une fibre nue, afin de confirmer l'effet négligeable de la microgaine. Aucune écart significatif n'a pu être observé.

Il faut noter toutefois que les fluctuations de Γ — de l'ordre de 0,2% — sont plus grandes que prévues par les seules erreurs de mesure. Un paramètre expérimental n'est donc pas contrôlé. Il a été vérifié qu'il ne pouvait pas s'agir d'un effet de glissement sur les points d'ancrage, ceci en réalisant des tests sur la dérive de la fibre relâchée à la suite d'un allongement. Cette absence de glissement est due au soin particulier qui a été pris pour que l'ancrage soit fait sur le corps de la fibre elle-même, et non sur la microgaine.

Ce paramètre libre est assurément la température. En effet, la variation d'indice due à une expansion thermique est donné par le coefficient $V \frac{dn}{dV}$ où V

est le volume, qui est égal à +7 pour la silice²⁰. D'où:

$$\frac{dn}{dT} = V \frac{dn}{dV} \beta = 1,89 \cdot 10^{-4} \quad \text{avec } \beta = \frac{1}{V} \frac{dV}{dT} = 27 \cdot 10^{-6} \quad (4.55)$$

Comme à cette valeur s'ajoute l'allongement pur dû à la dilatation thermique valant:

$$\frac{1}{l} \frac{dl}{dT} = \alpha = \frac{\beta}{3} = 9 \cdot 10^{-6} \quad (4.56)$$

il faut s'attendre à une variation de chemin optique totale de 198 μm par mètre de fibre et par degré. Cette relative grande valeur, par rapport aux allongements effectués, explique largement les fluctuations observées, malgré une diminution sensible de cette valeur par l'action de la microgainie.

Le résultat (4.54) est nettement plus proche de (4.48) que de (4.47). La légère différence qui subsiste est peut-être due au fait que les mesures n'ont pas été effectuées dans la même région spectrale. La mise en évidence d'un comportement non-linéaire n'a donné aucun résultat, sans pour autant qu'une conclusion définitive puisse être tirée, au vu de l'importance de l'effet de température. L'amplitude du terme non-linéaire mesuré est nul dans la marge des erreurs de mesure et peut être donc négligé.

Il est d'autre part possible de démontrer que les caractéristiques de la fibre ne sont pas sensiblement modifiées par les légères variations de ses paramètres de guidage. La différence d'indice entre coeur et cladding pouvant être considérée raisonnablement comme inchangée par l'élongation, seule la modification du rayon du coeur a intervenu. Dans ce cas, la variation de chemin optique s'exprime comme:

$$\delta\xi = \delta(\tau l c) = \frac{d\tau}{dV} \frac{dV}{da} l c \delta a \quad (4.57)$$

où τ est le temps de propagation par unité de longueur et V est la fréquence normalisée. En utilisant (3.24) et (4.39), cette expression devient:

$$\delta\xi \approx - (N_1 - N_2) V \frac{d^2(bV)}{dV^2} \nu \Delta l \quad (4.58)$$

²⁰ W. Primak, D. Post, J. Appl. Physics, 30, p.779-786

d'où

$$\delta\Gamma = \frac{\delta\xi}{\Delta l} \approx - (N_1 - N_2) V \frac{d^2(bV)}{dV^2} \nu \quad (4.59)$$

donc directement proportionnelle à la dispersion de guide d'onde.

Pour une fibre de type courant, cette variation est de l'ordre de 10^{-4} et est donc totalement négligeable. Même pour une fibre à forte dispersion de guide d'onde, elle devient de l'ordre de 10^{-3} , ce qui reste dans des proportions juste admissibles.

Pour la réalisation de la ligne de retard, la durée avant rupture de la fibre doit être idéalement de plusieurs années. Dans ce but, il a été décidé d'imposer un allongement relatif maximum de 0,5% à la fibre, laissant ainsi une marge de sécurité. Cette condition fixe la longueur de la fibre étirée à 1,25 m, le microdéplacement motorisé permettant un allongement de 6 mm. Une couche métallique agissant comme miroir — pour pouvoir réaliser la configuration Michelson — est déposée à une extrémité de la fibre, soit par évaporation sous vide d'aluminium, soit par déposition chimique d'argent. Les deux procédés donnent globalement la même qualité de réflexion.

Cette ligne de retard en fibre a beaucoup amélioré les performances du système sans contrepartie, permettant d'augmenter la longueur de la fibre mesurée et ainsi d'évaluer le temps de propagation avec une précision extrême. Le dimensionnement de la ligne de retard s'est par ailleurs avéré correct, la fibre ne s'étant pas rompue après deux ans d'utilisation.

IV.D TECHNIQUE DE MESURE ET RESULTATS

Le contraste du paquet d'interférences est donné, en fonction de la différence de temps de propagation entre les deux bras de l'interféromètre, par la transformée de Fourier du spectre de puissance de la source, selon (4.8). Dans le cas d'une source telle qu'une lampe halogène, la densité spectrale peut être considérée comme constante, sur une largeur spectrale de quelques nanomètres. Une partie du spectre dispersé par le monochromateur étant sélectionnée par une fente de largeur variable, la distribution spectrale a approximativement la forme d'une fonction carrée. La transformée de Fourier d'une telle distribution est du type $\frac{\sin x}{x}$, d'autant plus étroite que la fonction carrée est large. C'est ce qui est obtenu expérimentalement, comme le montre la figure 4.7, où le paquet d'interférences a été mesuré

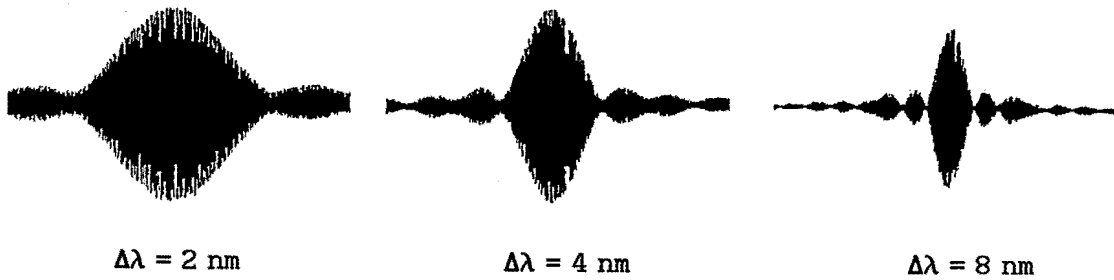


Fig. 4.7 Paquets d'interférences mesurés en variant la longueur d'un bras de l'interféromètre, pour différentes largeurs spectrales.

avec ce type de source pour différentes largeurs spectrales. La largeur l_c du lobe central de la fonction de contraste est liée aux caractéristiques spectrales par la relation suivante:

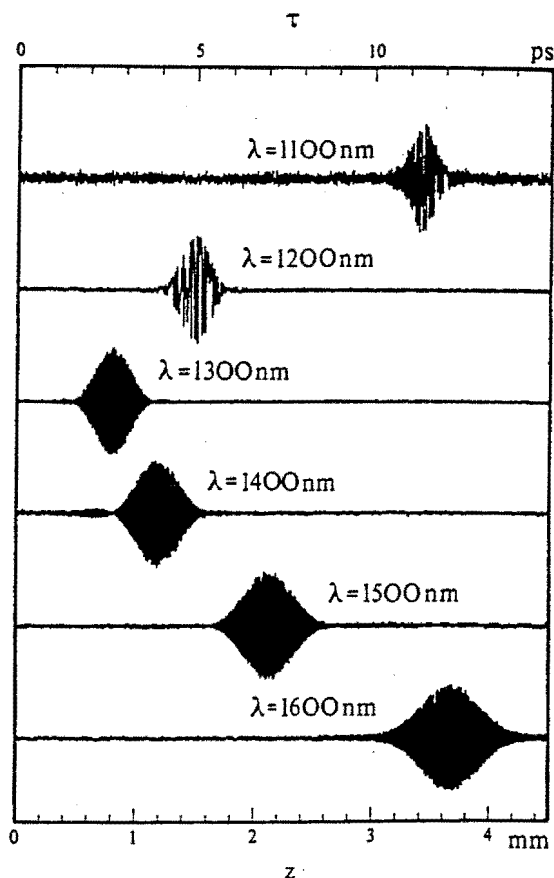
$$l_c = 2 \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (4.60)$$

Cette largeur dépend donc de la largeur spectrale et de la longueur d'onde. Pour pouvoir bénéficier de la meilleure résolution sur la détermination de la position du maximum de contraste, il est nécessaire que le paquet d'interférences soit étroit, donc d'utiliser la plus grande largeur spectrale admissible. Celle-ci est limitée par la condition sur l'élargissement du paquet d'interférences (4.13), qui peut se récrire:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{\sqrt{\pi c |D| l}} \quad (4.61)$$

où D est la dispersion chromatique et l la longueur de la fibre. Pour une longueur de fibre mesurée sur l'expérience de $l = 3,7 \text{ m}$, la largeur spectrale est limitée à 10 nm, avec les valeurs typiques suivantes: $\lambda = 1300 \text{ nm}$, $D = 5 \text{ ps/nm}\cdot\text{km}$. Pour cette raison, la largeur spectrale dans l'expérience a été fixée à 9,5 nm. Dans la figure 4.8, avec une telle source, l'intensité détectée est représentée en fonction de la longueur du bras de référence, pour plusieurs longueurs d'onde. Les positions différentes du paquet d'interférences donnent ainsi l'image de la variation spectrale de la vitesse de groupe. D'autre part, comme $\Delta\lambda$ est constant, la largeur du paquet d'interférences augmente avec la longueur d'onde, comme la

Fig. 4.8 Interférences mesurées en fonction de la variation de longueur du bras de référence pour différentes longueurs d'onde, mettant en évidence les variations spectrales du temps de propagation.



relation (4.60) le prévoit. Il faut noter que les mesures de cette figure ont été effectuées avec un bras de référence constitué d'un trajet dans l'air, afin que seul l'effet dispersif de la fibre apparaisse.

Au cours de l'enregistrement de tels paquets d'interférence, l'intensité détectée varie considérablement d'un point de mesure à l'autre, le signal d'interférence passant d'un maximum à un minimum d'intensité à chaque fois qu'une demi-longueur d'onde est parcourue. Or, comme le détecteur génère un bruit intrinsèque donné par (4.35), un filtrage est nécessaire, en intégrant le signal électrique. Il faut par conséquent attendre que ce dernier ait atteint un niveau proche de l'équilibre, ce qui nécessite une temporisation de quelques constantes de temps. Avec le montage expérimental utilisé, une constante de temps de 30 ms est suffisante, mais implique tout de même une durée d'une dizaine de minutes pour enregistrer tout le paquet d'interférences.

Cette durée est trop longue, d'autant plus qu'un tel paquet

d'interférences doit être enregistré pour un grand nombre de longueurs d'onde différentes. Il serait plus souhaitable de mesurer directement le contraste d'interférence, l'information de phase portée par l'interférence n'offrant pas d'intérêt pour cette application. Cette détection directe a pu être rendue possible, en transposant le comportement du paquet d'interférences en fonction de la longueur du bras de référence dans le domaine temporel. Cette transposition est simplement effectuée en variant la longueur du bras de référence à vitesse constante. Le comportement du paquet d'interférences devient, en fonction du temps, équivalent à une porteuse - donnée par la contribution à variation rapide des interférences individuelles - modulée en amplitude par la fonction de contraste. L'enregistrement direct de l'enveloppe des interférences revient donc à démoduler en amplitude le signal provenant du détecteur. Cette démodulation peut être réalisée à l'aide d'un amplificateur accordé sur la fréquence de la porteuse. Pour déterminer la valeur de cette porteuse, deux raisonnements peuvent être faits:

- *Dans le domaine temporel.* En variant la longueur de bras de référence de façon continue, les interférences vont défiler sur le détecteur, donnant lieu à un signal sinusoïdal. Connaissant la vitesse de déplacement de l'extrémité du bras de référence et la longueur d'onde, la vitesse de défilement des interférences est ensuite déduite, c'est-à-dire en d'autres termes la fréquence de la porteuse.
- *Dans le domaine fréquentiel.* Sur l'extrémité en mouvement agissant comme miroir du bras de référence, l'onde réfléchie peut être considérée en ce point comme une source mobile. Par conséquent, cette onde réfléchie subit l'effet Doppler, et le signal d'interférence apparaît sous forme d'un battement, dont la fréquence est donnée par le décalage Doppler.

Ces deux raisonnements équivalents aboutissent à l'expression suivante pour la fréquence de la porteuse:

$$f = \frac{2\Gamma v}{\lambda} \quad (4.62)$$

où Γ est le coefficient donné par (4.54), v est la vitesse de déplacement de l'extrémité du bras de référence et le facteur 2 tient compte de la configuration Michelson en aller-retour. Par exemple, dans la

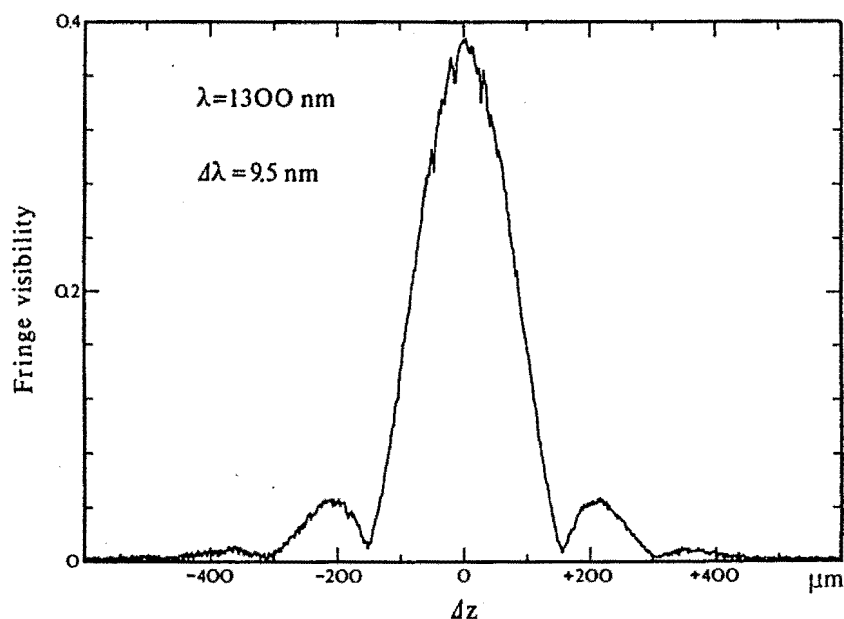


Fig. 4.9 Mesure directe du contraste d'interférence en fonction de la variation de longueur du bras de référence.

configuration expérimentale utilisée, v est égale à $40 \mu\text{m/s}$, ce qui donne $f = 72 \text{ Hz}$ pour $\lambda = 1300 \text{ nm}$. La figure 4.9 représente une telle mesure directe du contraste d'interférence, réalisée en une quinzaine de secondes. La durée d'une mesure devient ainsi tout-à-fait acceptable.

Pour déterminer la position du centre du paquet d'interférences, qui constitue la mesure du temps de propagation, plusieurs méthodes ont été testées et sont sommairement décrites ci-dessous:

- *Calcul de la moyenne:* la position du centre est déterminée en calculant le premier moment de la fonction de contraste enregistrée.
- *Ajustement d'une fonction:* une fonction parabolique est ajustée dans la région centrale de la fonction de contraste mesurée.
- *Evaluation de la phase de la première composante de Fourier:* si seul le lobe central de la fonction de contraste est mesuré, la première composante du spectre de Fourier de cette mesure est importante et sa phase représente son décalage par rapport au centre de la fenêtre de mesure.

Les critères suivants ont été appliqués pour déterminer la méthode la plus

adaptée, dans l'ordre décroissant d'importance:

- La meilleure précision pour la détermination du centre de la fonction de contraste.
- La position calculée ne doit pas être biaisée si la fonction de contraste est mal centrée dans la fenêtre de mesure, son centre n'étant pas connu *a priori*.
- La fenêtre de mesure doit être la plus étroite possible, afin de raccourcir la durée d'une mesure.

Selon ces critères, la méthode de la moyenne ne s'est pas avérée appropriée. Elle est en effet très sensible au bruit et aux aléas expérimentaux déformant la fonction de contraste mesurée. De plus, les résultats sont fortement biaisés si la courbe est décentrée, même légèrement, nécessitant une large fenêtre de mesure comme compensation.

La méthode par ajustement d'une fonction est par contre peu sensible au bruit et n'a besoin que d'une fenêtre de mesure étroite. Néanmoins, les résultats restent biaisés si la fonction est décentrée.

L'évaluation de la première composante de Fourier remplit au mieux les critères fixés. Cette méthode est très précise, permettant d'évaluer la position du centre avec une précision valant le millième de la largeur du paquet d'interférences, tout en présentant le biais le plus faible. Elle ne nécessite pas un long temps de calcul, car seule la connaissance d'une composante du spectre de Fourier est utile, ce qui peut être réalisé en temps réel. De plus, cette méthode offre un avantage important: comme mentionné précédemment, le signal provenant du détecteur est filtré après démodulation en l'intégrant sur le temps, afin de diminuer le niveau de bruit. La constante de temps du filtrage retarde légèrement le signal, déplaçant ainsi artificiellement la fonction de contraste mesurée. La fonction de transfert d'un tel filtre étant connue, il est très facile de corriger par une simple division complexe la composante de Fourier calculée et de déterminer ainsi sa valeur avant filtrage.

Avant d'effectuer la première mesure du retard de propagation en fonction de la longueur d'onde, il faut procéder à une calibration de l'expérience. En effet, le bras de référence étant une fibre, il est aussi dispersif. Afin de pouvoir déduire les caractéristiques de la seule fibre à mesurer, il est indispensable de connaître celles du bras de référence, puisque seule la

différence de temps de propagation entre les fibres constituant les deux bras de l'interféromètre peut être mesurée. Cette calibration s'effectue simplement en remplaçant la fibre à mesurer par un trajet non dispersif dans l'air de longueur optique équivalente. Un tel trajet doit être réalisé en remplaçant tout élément susceptible d'être dispersif (lentille, prisme) par un miroir (plan ou parabolique). Cette calibration ne contient que les propriétés dispersives du bras de référence; elle reste par conséquent stable dans le temps et est définitive pour un système de mesure donné.

L'échantillon de fibre à mesurer nécessite une légère préparation: il doit avoir une longueur bien déterminée, compte tenu que celle du bras de référence n'est variable que dans une faible mesure (6 mm). Cette longueur est fixée à 1,85 m dans l'expérience réalisée, ce qui équivaut à un trajet total de 3,70 m pour la lumière, en raison de la configuration Michelson. La lumière est réfléchiée à l'extrémité de la fibre à l'aide d'un simple miroir mis en contact ou par déposition chimique d'argent.

Le spectre couvert est essentiellement limité par la réponse spectrale de l'ensemble source-détecteur et les caractéristiques du coupleur monomode. L'expérience décrite ici permet de mesurer le retard de propagation entre 1000 et 1730 nm.

La figure 4.10a montre une telle mesure, effectuée sur une fibre ordinaire de type saut d'indice ($\Delta n = 7 \cdot 10^{-3}$). Sur les points de mesure est ajustée une courbe théorique du type

$$\tau(\lambda) = \sum_{i=0}^{2n} c_i \lambda^{i-n} \quad (4.63)$$

c'est-à-dire un développement de Sellmeier à $2n+1$ termes. En raison du grand nombre de points mesurés sur une large région spectrale, l'ajustement d'un développement à 7 termes donne le meilleur niveau de confiance statistique. La dispersion chromatique, donnée par la dérivée de la courbe ajustée, est également représentée dans la figure 4.10a.

L'excellente résolution de l'expérience apparaît plus clairement dans la figure 4.10b, représentant une mesure de la même fibre sur une région spectrale plus étroite, autour de la longueur d'onde où la dispersion est nulle. Cette résolution a pu être estimée en effectuant 1000 mesures indépendantes de la position du paquet d'interférences, à 1300 et 1550 nm.

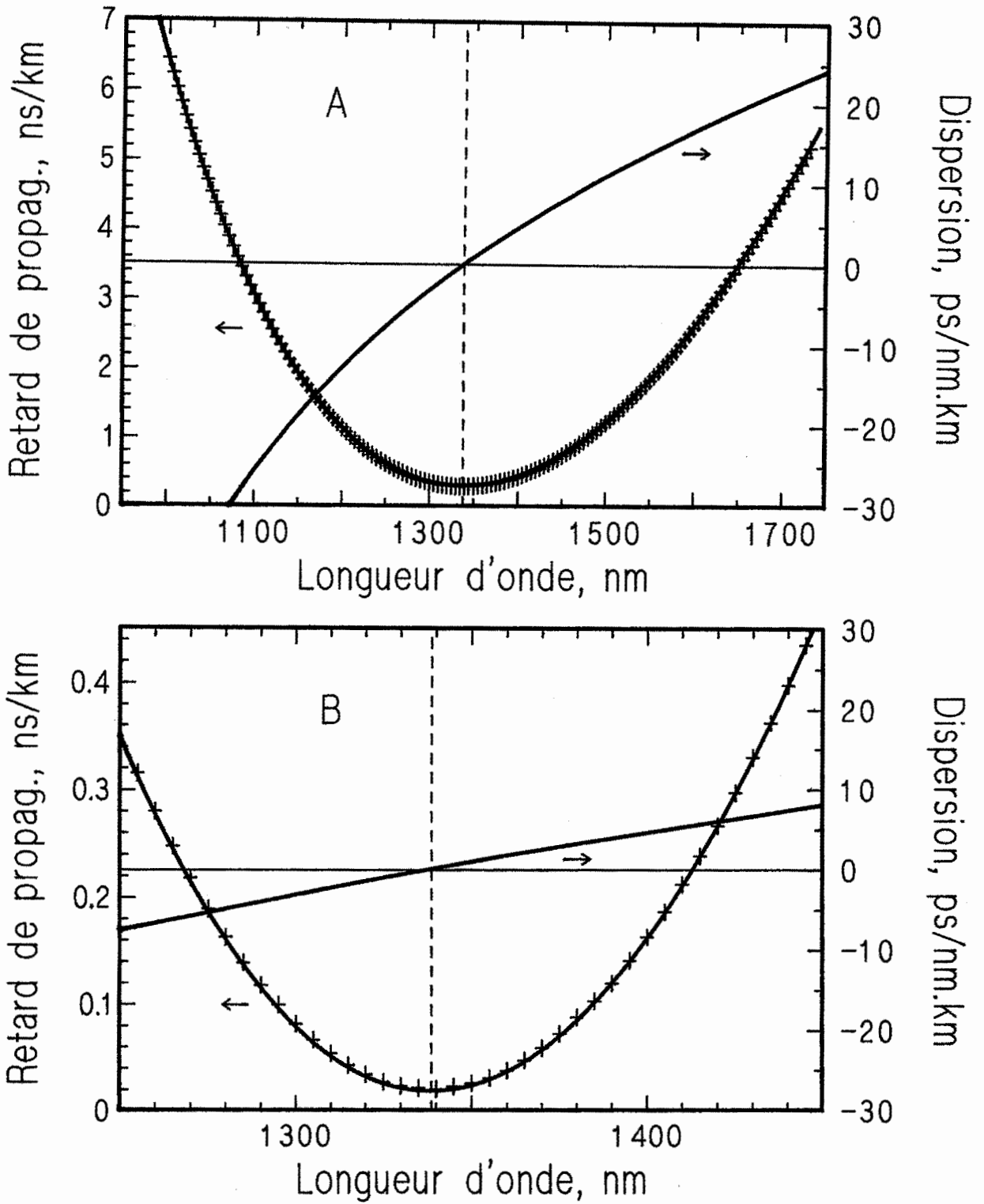


Fig. 4.10 Mesure du retard de propagation d'une fibre saut d'indice en fonction de la longueur d'onde et courbe de dispersion résultante. A: Mesure sur tout le spectre utilisable. B: Mesure dans une région spectrale limitée autour du zéro de dispersion

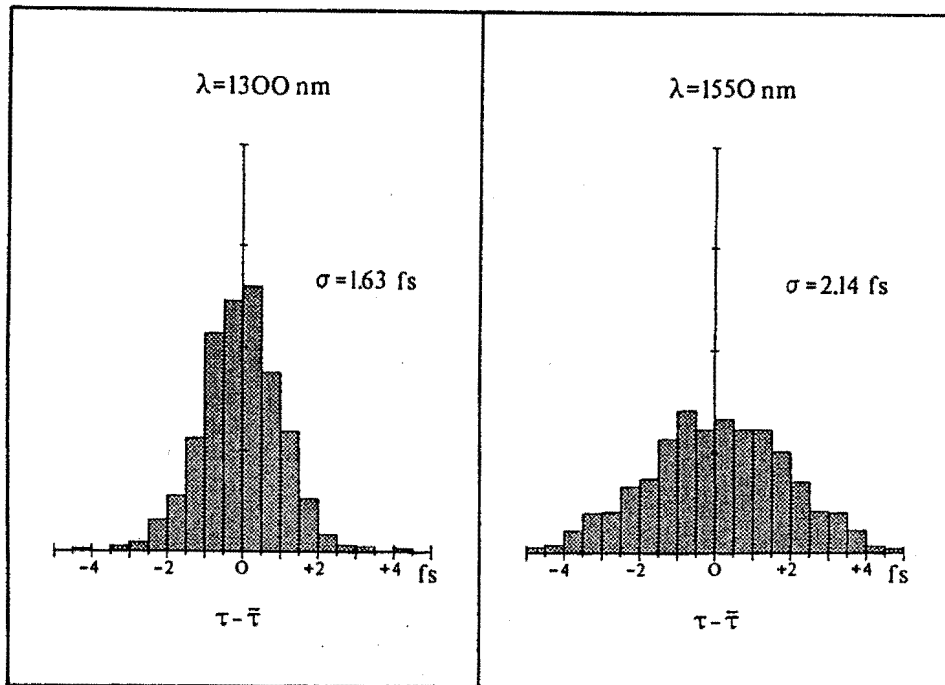


Fig. 4.11 Histogrammes de 1000 mesures du centre du paquet d'interférences pour deux longueurs d'onde typiques, et écarts-type estimés correspondants.

La figure 4.11 représente l'histogramme de la distribution des positions mesurées autour de la moyenne. Aux écarts statistiques mesurés de 1,63 fs à 1300 nm et 2,14 fs à 1550 nm correspondent les résolutions de 0,44 ps/km à 1300 nm et 0,58 ps/km à 1550 nm sur les retards de propagation d'un signal. Ces résolutions sont donc meilleures que le critère fixé de 1 ps/km. Il faut toutefois noter que ces écarts statistiques ne représentent que l'incertitude sur la position du paquet d'interférence, les effets de dérive lente dus à la température ayant été compensés.

Le large spectre couvert par l'expérience permet également la mesure de fibre dont la dispersion est nulle vers 1550 nm ou ayant une courbe de dispersion fortement aplatie. La figure 4.12 représente des mesures sur de telles fibres.

La détermination de la longueur d'onde du zéro de dispersion est très précise lorsqu'elle se situe vers 1300 nm. La résolution est de l'ordre de 0,2 nm. Vers 1550 nm, elle passe à 1 nm, car la courbe est ajustée sur des points plus périphériques et est ainsi plus sensible aux erreurs de mesure.

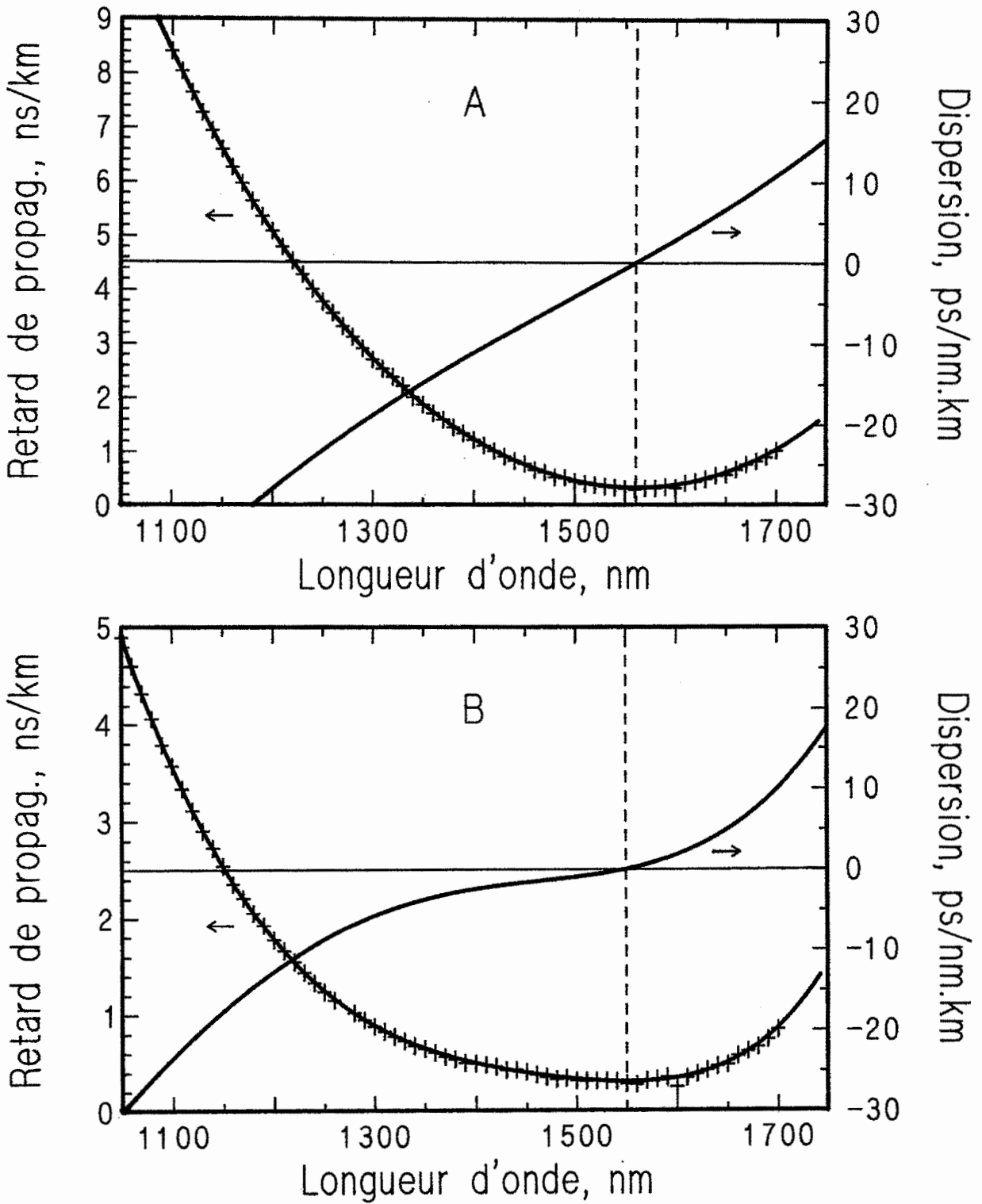


Fig. 4.12 Mesure du retard de propagation de fibres ayant une courbe de dispersion modifiée, et dispersion chromatique correspondante.
 A: Fibre avec zéro de dispersion déplacé vers 1550 nm. B: Fibre à courbe de dispersion aplatie.

Mesure des effets de polarisation

Les paquets d'interférences de chaque mode de polarisation sont décalés dans le temps — et peuvent être donc enregistrés séparément — si la dispersion de polarisation (PMD) est suffisamment élevée, condition donnée par l'expression (4.25). Cette dernière s'écrit, dans le cas particulier de cette expérience:

$$PMD = \frac{\Delta N}{c} > \frac{t_c}{l_2} = \frac{2 \lambda^2}{\Delta \lambda c l_2} \quad (4.64)$$

d'où, avec $\Delta \lambda = 9,5 \text{ nm}$ et $l_2 = 3,70 \text{ m}$, la dispersion de polarisation doit être plus grande que $0,4 \text{ ps/m}$ à 1300 nm et que $0,5 \text{ ps/m}$ à 1550 nm .

Des fibres possédant une telle dispersion de polarisation sont actuellement produites pour des applications spécifiques, où le couplage aléatoire entre modes de polarisation doit être minimisé. La mesure du contraste d'interférence d'une telle fibre est représentée dans la figure 4.13. La différence de contraste maximum entre les paquets est due soit à une légère activité optique, soit à une faible biréfringence

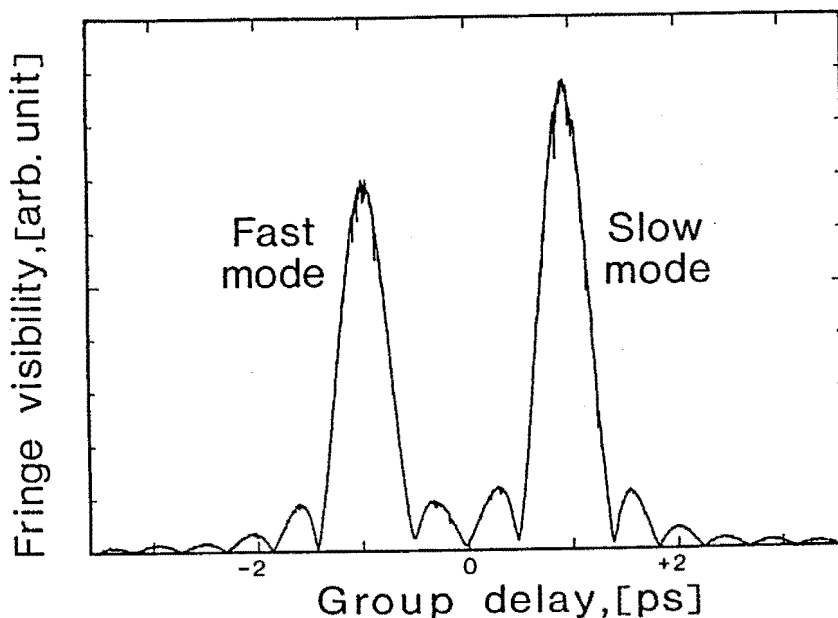


Fig. 4.13 Contraste d'interférence observé lors de la mesure d'une fibre à haute biréfringence, mettant en évidence la différence de temps de propagation entre les polarisations propres.

résiduelle dans le bras de référence. Les paquets d'interférence de chaque mode étant bien séparés, il est ainsi possible de mesurer le retard de propagation de chaque polarisation propre en fonction de la longueur d'onde, comme le montre la figure 4.14. La dispersion chromatique des deux polarisations peut ainsi être indépendamment connue et la différence de temps de propagation entre elles fournit directement la dispersion de polarisation. Cette différence est représentée en fonction de la longueur d'onde dans la figure 4.15, pour des fibres de provenance différente. La variation spectrale de la dispersion de polarisation est faible, mettant en évidence la prépondérance de l'effet élasto-optique comme cause de la biréfringence.

Le tableau ci-dessous résume les mesures effectuées sur différents types de fibre, avec leurs caractéristiques de guidage:

Fibre	A	B	C
\varnothing coeur, μm	8,9	4,5	4,2
Ellipticité du coeur	0	0,18	0,07
$n_{\text{coeur}} - n_{\text{clad}}$	$4,8 \cdot 10^{-3}$	$7,5 \cdot 10^{-3}$	$8,5 \cdot 10^{-3}$
PMD à 1,3 μm , ps/m	1,13	0,93	1,66
Zéro de dispersion, nm (Mode lent)	1309,9	1397,1	1531
Zéro de dispersion, nm (Mode rapide)	1310,3	1398,4	1534

Ce tableau montre que la différence est très faible entre les longueurs d'onde du zéro de dispersion de chaque polarisation, et que l'ellipticité du coeur n'a pas une influence notable sur cette caractéristique.

Dans la figure 4.15, une dégradation sensible de la précision de la mesure apparaît lorsque la longueur d'onde augmente. Ceci est dû à la dépendance en λ^2 du temps de cohérence, ayant pour conséquence une interpénétration plus grande des paquets d'interférences aux grandes longueurs d'onde. Bien que la condition (4.64) soit largement satisfaite, la présence de lobes secondaires

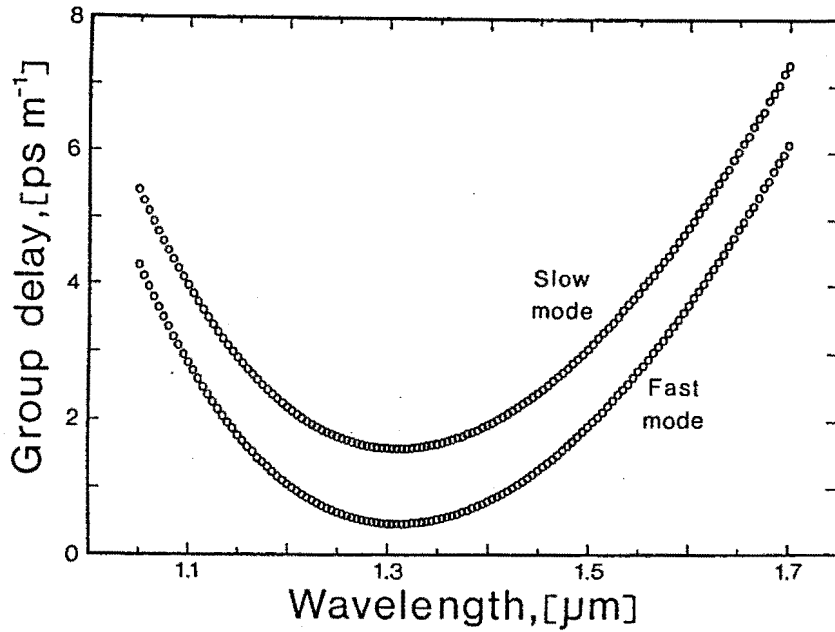


Fig. 4.14 Mesure du retard de propagation de chaque polarisation propre d'une fibre hautement biréfringente en fonction de la longueur d'onde.

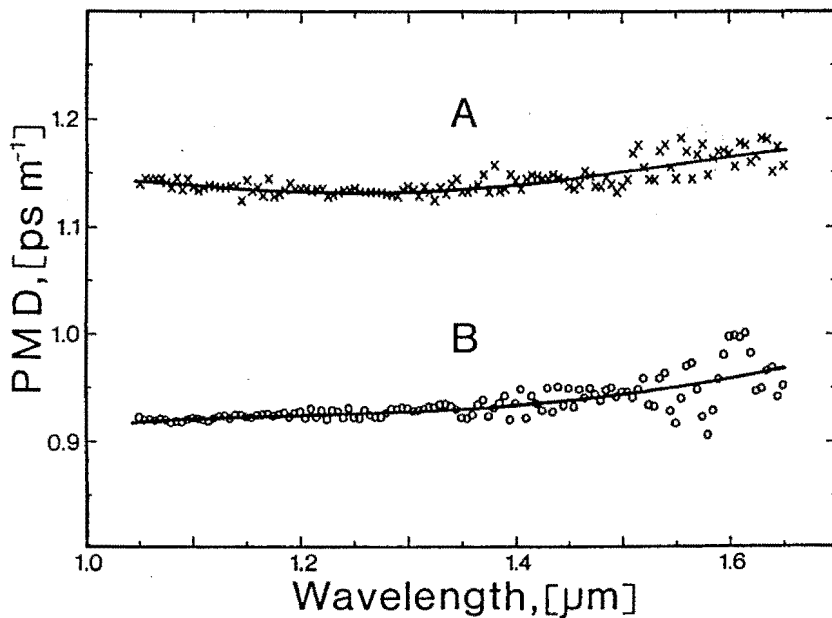
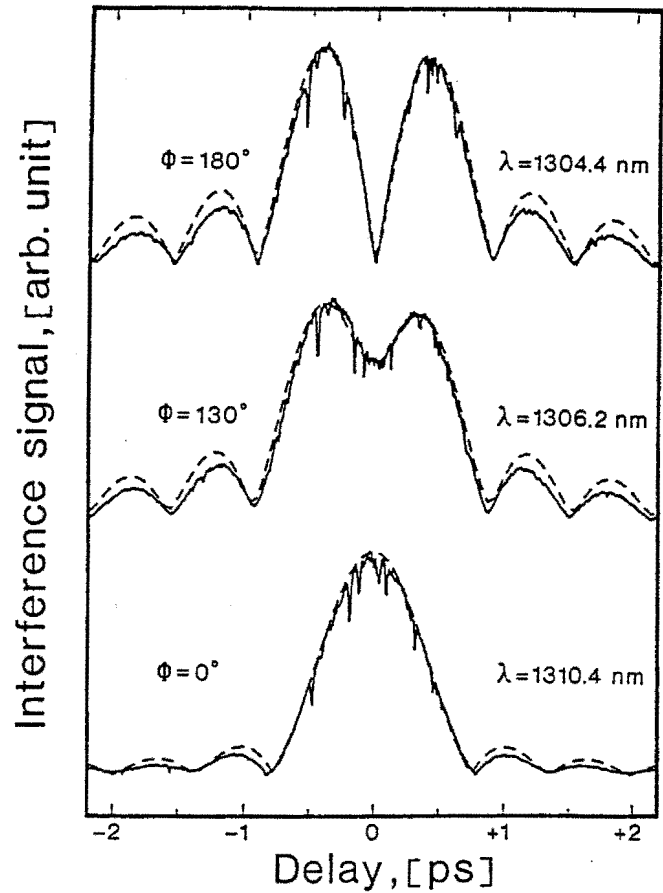


Fig. 4.15 Dispersion de polarisation en fonction de la longueur d'onde de deux fibres hautement biréfringentes et de conception différente.

Fig. 4.16 *Contraste d'interférence mesuré en variant la longueur du bras de référence pour 3 longueurs d'onde distinctes, correspondant à des déphasages différents entre polarisations propres d'une fibre biréfringente.*



dans la fonction de contraste est sensiblement perturbatrice, impliquant qu'une certaine marge doit être prise.

Toutefois, l'origine de cette perturbation n'étant pas une fluctuation aléatoire, elle peut être parfaitement décrite, la fonction de contraste globale étant donnée par l'expression (4.24). Il est par conséquent possible d'ajuster cette expression sur la fonction de contraste mesurée par la méthode non-linéaire des moindres carrés, et d'en extraire les paramètres cherchés. Cet ajustement permet ainsi de mesurer le comportement en polarisation même quand les paquets d'interférences se recouvrent partiellement.

La détermination de la dispersion de polarisation a pu être expérimentalement effectuée de cette manière. Le fort recouvrement des paquets d'interférences a pu être réalisé en ne mesurant qu'une courte longueur de la fibre A, c'est-à-dire 20,5 cm au lieu de 1,85 m précédemment, avec une largeur spectrale de 7 nm. La figure 4.16 montre la fonction de

contraste résultante, mesurée à trois longueurs d'onde proches. La fonction ajustée selon (4.24) figure en traitillé. La différence de phase entre les modes de polarisation est le paramètre lié à la biréfringence dont la détermination s'est avérée la plus précise. Cette différence de phase est en particulier responsable, suivant sa valeur, des profondes modifications de la forme de la fonction de contraste. Elle dépend linéairement du nombre d'onde k et sa pente est reliée à la dispersion de polarisation par l'expression suivante:

$$\frac{d\phi}{dk} = \left(\Delta n + k \frac{d\Delta n}{dk} \right) l_2 = \Delta N l_2 = \text{PMD} c l_2 \quad (4.65)$$

Les différences de phase estimées sur les fonctions de contraste mesurées sont reportées en fonction du nombre d'onde dans la figure 4.17. La dispersion de polarisation déduite de la pente est en bon accord avec ce qui a été mesuré précédemment sur 1,85 m de fibre.

Toutefois, cette technique requiert un temps de calcul de plusieurs minutes pour chaque point de mesure, et la méthode d'ajustement présente dans certains cas un comportement instable, en ne convergeant pas vers la solution.

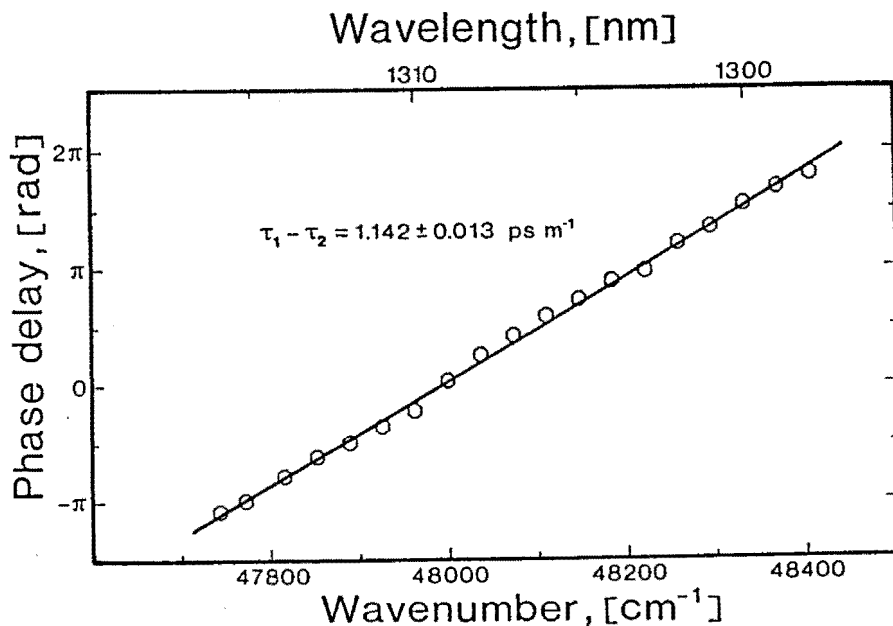


Fig. 4.17 Déphasage entre polarisations propres en fonction du nombre d'onde, estimé numériquement à partir de la fonction de contraste. La pente de la droite ajustée donne la dispersion de polarisation.

Pour ces raisons, il est plus opportun de laisser les paquets d'interférence se recouvrir encore plus fortement, soit en raccourcissant l'échantillon de fibre si nécessaire, soit en diminuant la largeur spectrale. De cette manière, les paquets d'interférence des deux modes de polarisation deviennent indistinguables, et leur comportement peut être décrit par l'expression (4.26). Dans ce cas, la valeur du maximum de la fonction de contraste variera périodiquement sur le spectre.

Un tel comportement a été vérifié expérimentalement, en mesurant l'amplitude du contraste à différentes longueurs d'onde, ceci pour la même longueur de 20,5 cm de la fibre A, mais avec une largeur spectrale de 3 nm. La figure 4.18a montre le spectre de contraste obtenu. La fréquence de la variation périodique du contraste est directement proportionnelle à la biréfringence Δn , selon (4.26), et peut être obtenue en prenant la transformée de Fourier de ces mesures. Le comportement périodique apparaît comme un pic dans le spectre de Fourier, comme le montre la figure 4.18b, et sa position donne la biréfringence.

Il faut toutefois souligner que cette méthode ne permet pas de mesurer la dispersion de polarisation *PMD* — proportionnelle à ΔN — en tant que telle, mais la biréfringence Δn . Néanmoins, comme l'expérience montre que Δn dépend peu de la longueur d'onde, on peut raisonnablement considérer que $\Delta N \approx \Delta n$. Avec cette hypothèse, la dispersion de polarisation de la fibre A ainsi obtenue est de $1,17 \pm 0,05$ ps/m, également compatible avec les mesures effectuées précédemment.

La résolution de cette méthode est donnée par la condition qu'au moins une période de variation du contraste puisse être enregistrée sur le spectre, condition qui s'écrit:

$$\Delta n > \frac{\lambda_{\min} \lambda_{\max}}{(\lambda_{\max} - \lambda_{\min}) l_2} \quad (4.66)$$

où λ_{\min} et λ_{\max} sont les bornes de la région spectrale mesurée.

Avec $\lambda_{\min} = 1100$ nm, $\lambda_{\max} = 1700$ nm et $l_2 = 3,70$ m, la dispersion de polarisation doit être plus grande que 0,003 ps/m pour pouvoir être mesurée. Cette faible valeur permet de mettre en évidence une biréfringence résiduelle dans des fibres de type courant, due à une légère anisotropie induite lors d'une étape de fabrication. Ce défaut a été souvent constaté sur des fibres à cladding enfoncé; il est probablement accentué en raison de

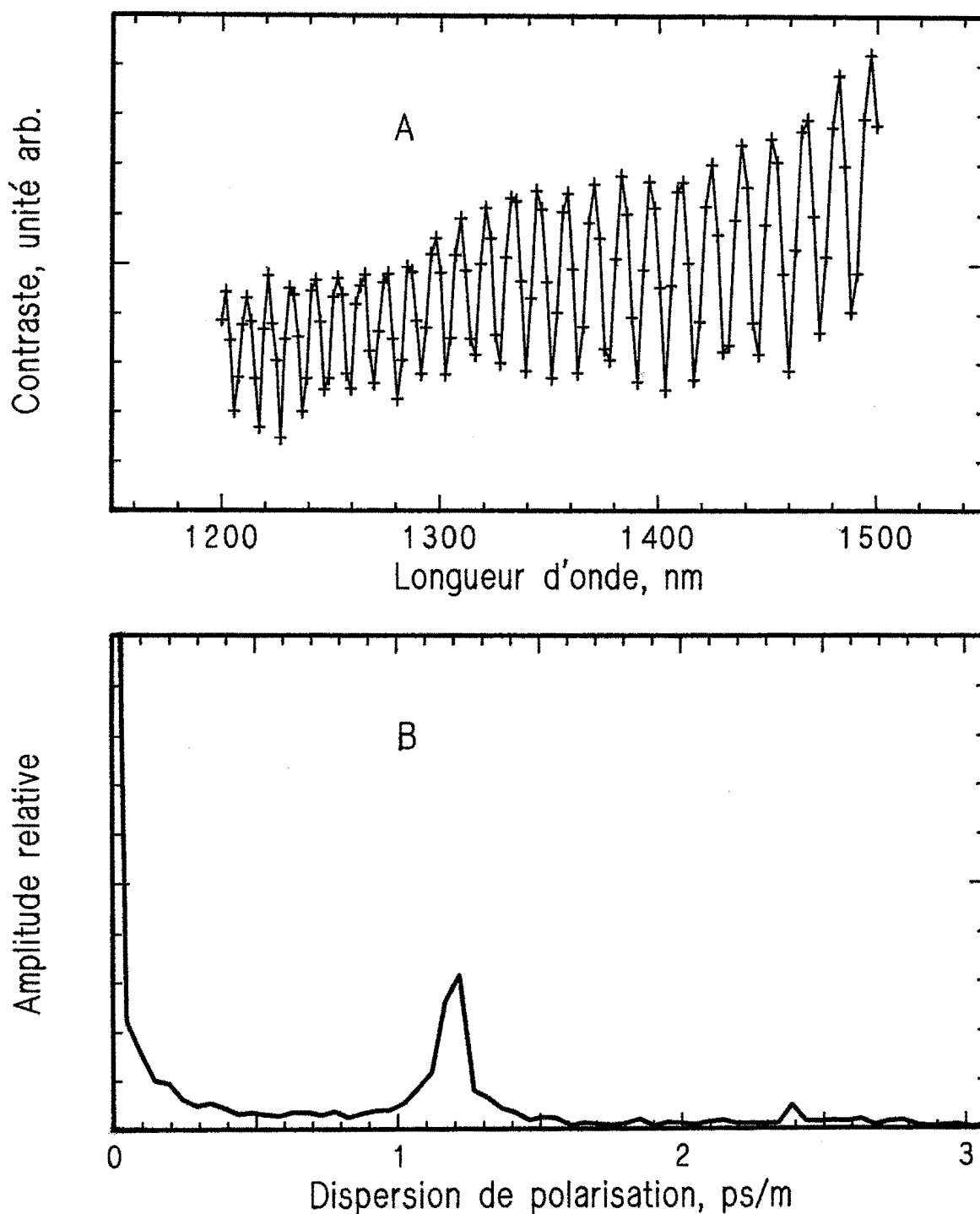


Fig. 4.18 A: Contraste maximal d'interférence en fonction de la longueur d'onde, mesuré avec un bras de l'interféromètre constitué de 20,5 cm de fibre à haute biréfringence. B: Transformée de Fourier correspondante; l'emplacement du pic donne la dispersion de polarisation.

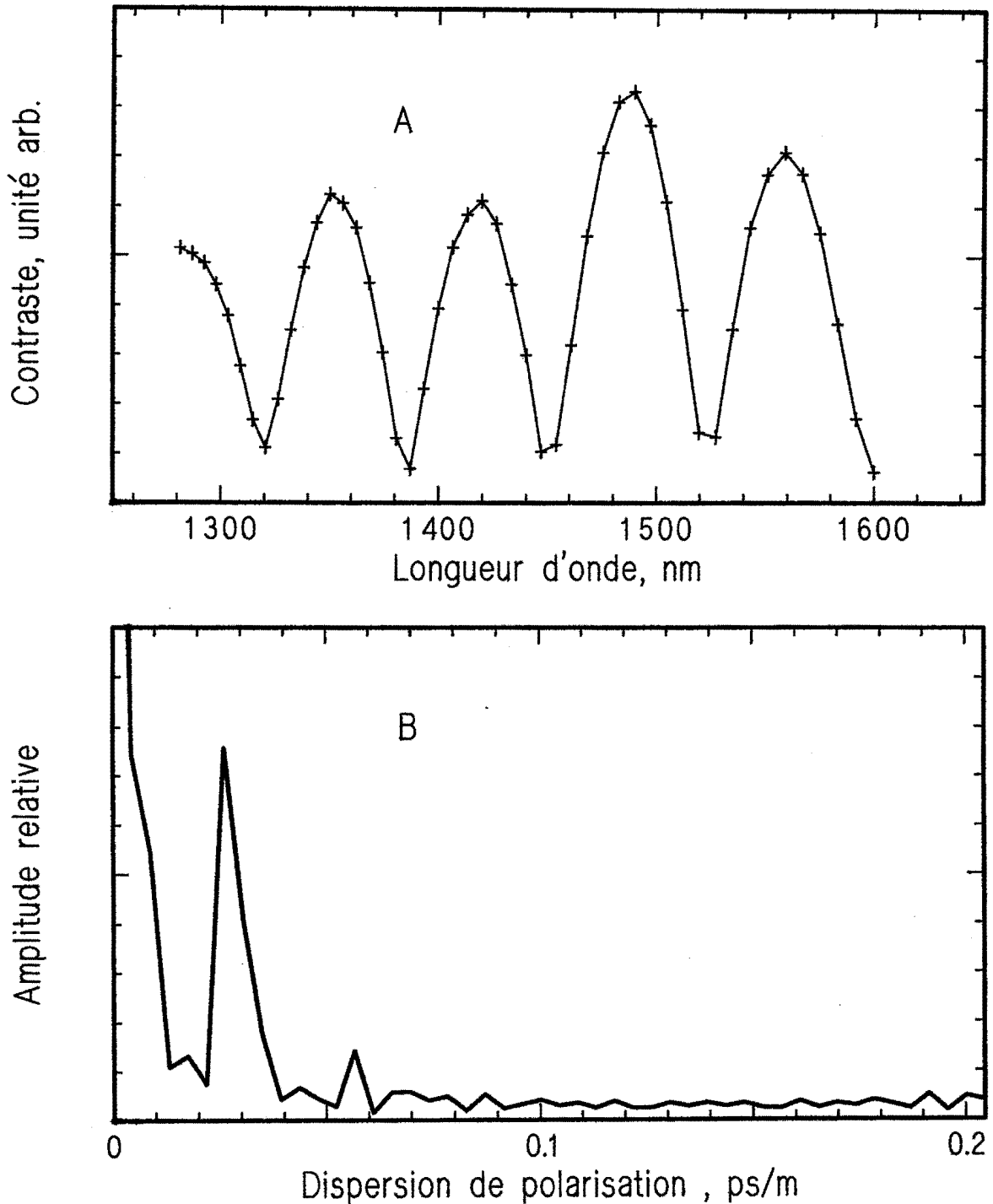


Fig. 4.19 A: Contraste maximal d'interférence en fonction de la longueur d'onde, mesuré avec un bras de l'interféromètre constitué de 1,85 m de fibre à faible biréfringence. B: Transformée de Fourier correspondante; le pic de plus faible amplitude est la première harmonique et n'a pas de signification physique.

la plus grande variation de coefficient d'expansion thermique entre les différentes zones de la fibre. La figure 4.19 montre une mesure effectuée sur une telle fibre. La valeur de 0,024 ps/m mesurée pour la dispersion de polarisation n'est en réalité pas négligeable, car elle est supérieure à la dispersion chromatique que l'on obtient pratiquement dans une liaison ordinaire ($D < 5$ ps/nm·km, $\Delta\lambda \approx 3$ nm).

Cette dernière méthode de mesure ne permet pas de connaître le comportement de la biréfringence en fonction de la longueur d'onde, car elle ne fournit qu'une valeur moyenne prise sur le spectre. Par contre, la biréfringence peut être ainsi mesurée en même temps que la dispersion chromatique, sans opérations supplémentaires, car l'information est également extraite de la fonction de contraste mesurée.

RESUME DU CHAPITRE

La méthode interférométrique de mesure de la dispersion chromatique utilise la propriété de cohérence limitée d'une source polychromatique. Le retard de propagation d'un signal est mesuré en déterminant la position du paquet d'interférence, ceci pour différentes longueurs d'onde. Le résultat donné par cette méthode est pleinement conforme, à la condition que le déphasage non-linéaire induit par la dispersion puisse être négligé ou que la distribution spectrale soit symétrique.

L'expérience réalisée est basée sur une configuration de type Michelson, avec la particularité que le schéma optique est entièrement constitué de fibres. Cet interféromètre tout-fibre a nécessité l'utilisation d'un coupleur monomode et le développement d'une ligne de retard de longueur variable en fibre. Celle-ci a été réalisée par simple allongement mécanique, utilisant les propriétés élastiques de la fibre. Le rapport de la variation de chemin optique — associé à la vitesse de groupe — sur l'élongation mécanique a été mesuré sur plusieurs fibres et vaut 1,17 dans toute la région spectrale d'intérêt.

L'expérience ainsi mise en oeuvre est capable de mesurer les retards de propagation d'un signal entre 1000 et 1730 nm, avec une précision de 0,44 ps/km à 1300 nm et 0,58 ps/km à 1550 nm, sur un échantillon de fibre de 1,85 m.

D'autre part, cette méthode permet également de mesurer la dispersion de

polarisation, sans éléments optiques polarisants et sans orientation de l'échantillon. Deux techniques sont proposées:

- Dans le cas d'une forte biréfringence, les paquets d'interférences dus à la reconstruction de chaque mode de polarisation sont bien distincts. La dispersion de polarisation est directement proportionnelle à la distance les séparant et les retards de propagation de chaque mode peuvent être indépendamment mesurés. Cette technique n'est utilisable que pour des dispersions de polarisation excédant 0,4 ps/m à 1300 nm.
- Dans le cas d'une faible biréfringence, la dispersion de polarisation est déduite des variations périodiques de contraste sur le spectre. La résolution de la technique est de 0,003 ps/m.

V MESURE DE LA DISPERSION PAR DOUBLE MODULATION DE LA LUMIERE

Dans le chapitre précédent, la méthode présentée ne requiert qu'un échantillon de quelques mètres de fibre optique pour la mesure. Elle est par conséquent particulièrement bien adaptée pour étudier précisément des effets locaux. Toutefois, la connaissance de la dispersion chromatique globale d'une fibre de plusieurs kilomètres est nécessaire, car la généralisation de la mesure d'un échantillon à toute la longueur de la fibre reste sujette à caution. En effet, les caractéristiques de guidage varient légèrement le long de la fibre optique, en raison du contrôle imparfait des processus de fabrication.

La méthode décrite dans le présent chapitre a été développée dans ce but, permettant la mesure de plusieurs kilomètres de fibre déjà installée. Si la méthode interférométrique utilisait la recombinaison de deux modes cohérents ayant parcouru des chemins optiques *différents*, la méthode présentée ici est basée sur la superposition de deux ou plusieurs modes cohérents parcourant le *même* chemin optique, mais avec des *fréquences différentes*. Ces modes cohérents sont générés en modulant sinusoïdalement en intensité la lumière d'une source, donnant lieu à la propagation d'un signal périodique. Les différences de temps de propagation sont proportionnelles aux variations de la phase de la modulation et peuvent être donc évalués par une mesure de cette phase, avec une résolution temporelle d'autant plus grande que la fréquence du signal est élevée.

Pour la mesure de la dispersion dans une fibre optique, la fréquence de la modulation doit être de l'ordre de 100 MHz. Cette haute fréquence implique qu'un détecteur rapide est requis, ayant par conséquent un niveau de bruit élevé. Ce fait est susceptible de rendre difficile la mesure sur un large spectre, car la puissance injectée dans une fibre monomode par une source polychromatique spectralement filtrée est faible. Des mesures effectuées ainsi sont néanmoins rapportées²¹, en utilisant comme source une diode électroluminescente (LED) modulée en intensité, dont le spectre est balayé en longueur d'onde par un monochromateur. Les conditions expérimentales sont toutefois peu confortables, car le rapport signal-sur-bruit est très faible.

²¹ B.Costa, M.Puleo, E.Vezzoni, Electronics Letters, 19, p.1074-1076, (1983)

En plus, les fuites du courant d'excitation de la LED se superposent au signal détecté et le perturbent très sensiblement. Ces inconvénients ont constitué un sérieux handicap quant au développement et aux performances de cette méthode.

Dans le cadre de l'expérience décrite dans ce chapitre, le souci principal a donc surtout été de développer une méthode évitant ces inconvénients, ce qui a pu être réalisé avec succès, en procédant à un *traitement optique* du signal lumineux *avant sa détection*. Cette solution découle logiquement du constat que le problème majeur résulte de l'utilisation d'une détection à haute fréquence. L'idéal serait de pouvoir déplacer la fréquence de la modulation de l'onde lumineuse dans le domaine des basses fréquences, en conservant l'information portée par la phase du signal.

Ce déplacement a pu être effectivement réalisé en modulant optiquement une seconde fois le signal en intensité, à une fréquence légèrement différente de celle du signal incident. Cette seconde modulation divise à nouveau chaque mode en deux modes cohérents, dédoublant les composantes fréquentielles. Ainsi, le signal incident est partagé en deux nouveaux signaux avec des fréquences différentes, l'une étant la *somme*, l'autre la *différence* des fréquences du signal incident et de la seconde modulation. En particulier, la différence des fréquences peut être choisie arbitrairement et se situer dans le domaine des basses fréquences, tout en possédant une phase égale à celle du signal incident à une constante près. Grâce à la seconde modulation, il est ainsi possible de détecter et de mesurer à basse fréquence un signal lumineux portant l'information de phase d'un signal à haute fréquence.

Le traitement optique consiste donc à moduler en intensité la lumière à l'extrémité terminale de la fibre optique et est simple dans le principe. Toutefois, comme cette modulation de la lumière doit s'effectuer à très haute fréquence, sa mise en oeuvre s'est avérée moins évidente. La très récente disponibilité de composants d'optique intégrée a apporté une solution très performante et d'une grande souplesse à ce problème, permettant la mise au point d'un dispositif expérimental d'une grande précision sur un large spectre, avec d'excellentes propriétés de stabilité et de robustesse.

V.A DESCRIPTION DE LA METHODE

La figure 5.1 représente le schéma de principe de cette méthode, dont la caractéristique principale est la double modulation de la lumière, une avant et une après le trajet dans la fibre à mesurer. Il s'agit maintenant de démontrer que le retard de propagation en fonction de la longueur d'onde peut être bien mesuré par ce moyen et sous quelles conditions. Pour y parvenir, le champ optique est développé sur ces modes harmoniques $|\omega\rangle$, en supposant un seul mode transversal, permettant de décrire la transformation du champ électrique dans ce circuit optique par l'application de la suite d'opérateurs classiques suivante:

$$\mathcal{E}(L) = M_2 \mathcal{D}(L) M_1 \mathcal{E} \tag{5.1}$$

avec

$$\mathcal{E} = \sum_1 E_{01} |\omega_1\rangle \langle \omega_1| \quad : \text{ le champ électrique de la source, développé sur ses modes.}$$

$$M_1 = \sum_j a_j |\omega + j\Omega_1\rangle \langle \omega| \quad : \text{ la première modulation à la fréquence angulaire } \Omega_1, \text{ avec ses harmoniques.}$$

$$\mathcal{D}(L) = e^{-i\beta(\omega)L} e^{-\frac{1}{2}\alpha(\omega)L} |\omega\rangle \langle \omega| \quad : \text{ la propagation dans le milieu dispersif de longueur } L, \\ \text{ avec } \beta(\omega) = \beta_0 + \beta'(\omega - \omega_0) + \frac{\beta''}{2}(\omega - \omega_0)^2 \text{ et } \alpha(\omega) \text{ représentant l'atténuation optique.}$$

$$M_2 = \sum_k b_k |\omega + k\Omega_2\rangle \langle \omega| \quad : \text{ la seconde modulation à la fréquence angulaire } \Omega_2, \text{ avec ses harmoniques.}$$

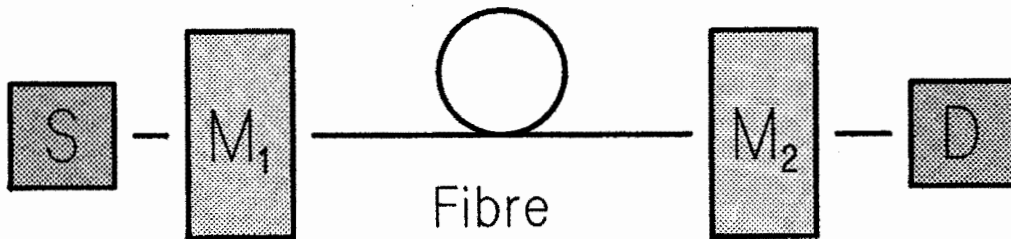


Fig. 5.1 Schéma de principe de la méthode. S: source; $M_{1,2}$: modulateurs d'intensité; D: détecteur.

En incluant les termes harmoniques dans le développement des deux modulations, le cas d'une modulation incomplète ou non purement sinusoïdale est ainsi également traité. L'intensité moyenne détectée s'exprime alors:

$$\begin{aligned}
 \langle I(t, L) \rangle &= \frac{1}{2} \epsilon_0 c \overline{\langle t | \mathcal{E}^*(L) \mathcal{E}(L) | t \rangle} \\
 &= \frac{1}{2} \epsilon_0 c \sum_1 |E_{01}|^2 \sum_{j, j', k, k'} a_j a_{j'}^* b_k b_{k'}^* e^{i[(j-j')\Omega_1 + (k-k')\Omega_2] t} \\
 &\quad \cdot e^{-i[(j-j')\Omega_1 \beta' L + \frac{\beta''}{2} (j^2 - j'^2) \Omega_1^2 L + \beta'' (\omega_1 - \omega_0) (j-j') \Omega_1 L]} \\
 &\quad \cdot e^{-\frac{1}{2} [\alpha(\omega_1 + j\Omega_1) + \alpha(\omega_1 - j'\Omega_1)] L} \quad (5.2)
 \end{aligned}$$

où la barre signifie qu'une moyenne d'ensemble doit être prise.

Le signal contient donc un grand nombre de composantes de fréquences différentes. Mais parmi celles-ci, seule la composante $\Delta\Omega = \Omega_1 - \Omega_2$ doit offrir un intérêt en pratique, ce qui donne la condition suivante sur les indices de sommation:

$$|(j-j')\Omega_1 + (k-k')\Omega_2| = \Omega_1 - \Omega_2$$

d'où

$$\begin{cases} j-j' = 1 \\ k-k' = -1 \end{cases} \quad \text{ou} \quad \begin{cases} j-j' = -1 \\ k-k' = 1 \end{cases} \quad (5.3)$$

L'intensité moyenne détectée à la fréquence $\Delta\Omega$ s'exprime alors comme:

$$\begin{aligned}
 \langle I_{\Delta\Omega}(t, L) \rangle &= \frac{1}{2} \epsilon_0 c \sum_1 |E_{01}|^2 e^{-\alpha(\omega_1)L} \sum_{j, k} a_j a_{j-1}^* b_{k-1} b_k^* e^{i\Delta\Omega t} \\
 &\quad \cdot e^{-i[\Omega_1 \beta' L + \frac{\beta''}{2} \Omega_1^2 L + \beta'' j \Omega_1^2 L + \beta'' (\omega_1 - \omega_0) \Omega_1 L]} + \text{conj. complexe} \quad (5.4)
 \end{aligned}$$

avec l'hypothèse que l'atténuation optique α est constante pour tous les modes cohérents issus du même mode initial, compte tenu que $\Omega_1 \ll \omega_1$. Les termes dépendant de chaque indice sont ainsi séparables et la somme sur les modes de la source — donc sur son spectre — peut être effectuée, en introduisant comme d'habitude une distribution spectrale:

$$E_{01} = E_0 F(\omega_1 - \omega_0) d(\omega_1 - \omega_0) \quad \text{avec} \quad \int |F(\omega_1 - \omega_0)|^2 d(\omega_1 - \omega_0) = 1 \quad (5.5)$$

où ω_0 est la fréquence médiane, ce qui donne pour les termes dépendant de l'indice i :

$$\begin{aligned} \sum_i |E_{0i}|^2 e^{-\alpha(\omega_1)L} e^{-i\beta''(\omega_1-\omega_0)\Omega_1 L} \\ = |E_0|^2 \int |F(\omega_1-\omega_0)|^2 e^{-\alpha(\omega_1)L} e^{-i\beta''(\omega_1-\omega_0)\Omega_1 L} d(\omega_1-\omega_0) \\ = |E_0|^2 g_L(\beta''\Omega_1 L) \end{aligned} \quad (5.6)$$

où g_L est la transformée de Fourier du spectre de puissance à la sortie de la fibre et est donc le *degré de cohérence temporelle du premier ordre* de la lumière à cette position.

Avant d'évaluer l'effet de g_L sur le résultat final, il est possible de simplifier l'expression (5.4) et de démontrer que tous les autres termes dépendant de β'' sont en pratique totalement négligeables. Dans ce but, il faut établir sous quelle condition ces termes sont plus petits que la résolution souhaitée sur le résultat. En appelant $\delta\beta'$ la précision désirée sur le retard de propagation, cette condition s'écrit pour le premier terme:

$$\frac{1}{2} |\beta''| \Omega_1^2 L < \Omega_1 \delta\beta' L \quad (5.7)$$

ce qui donne, avec $\beta'' = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} D$ et $\Omega_1 = 2\pi f_1$:

$$f_1 < \frac{2c\delta\beta'}{\lambda^2 |D|} \quad (5.8)$$

Ainsi, pour les valeurs typiques suivantes: $\lambda = 1300$ nm, $\delta\beta' = 1$ ps/km, $D = 10$ ps/nm·km, la fréquence f_1 doit être plus petite que 35 GHz, condition largement satisfaite en pratique. D'autre part, le deuxième terme de phase dépendant de β'' est du même ordre de grandeur, car, bien que multiplié par l'indice j , les harmoniques deviennent rapidement plus significatives en s'éloignant de la fondamentale, leur amplitude décroissant fortement avec j . En fait, négliger ces termes ne revient à considérer qu'une variation linéaire de la vitesse de phase entre les modes cohérents issus du même mode initial.

Cette approximation étant admise, la sommation sur les indices restant peut se mettre sous la forme condensée suivante:

$$\sum_{j,k} a_j a_{j-1}^* b_{k-1} b_k^* = A_1 e^{i\phi_1} \quad (5.9)$$

où A_1 et ϕ_1 représentent respectivement l'amplitude réelle relative et la phase de la composante de fréquence $\Delta\Omega$, tous effets de propagation mis à part. Ces valeurs sont donc stationnaires et indépendantes de la fibre mesurée, ce qui permet d'exprimer l'intensité moyenne détectée à la fréquence $\Delta\Omega$ ainsi:

$$\langle I_{\Delta\Omega}(t, L) \rangle = I_0 \operatorname{Re} \left\{ A_1 g_L(\beta''\Omega_1 L) e^{i[\Delta\Omega t + \Omega_1 \beta' L + \phi_1]} \right\} \quad (5.10)$$

avec $I_0 = \frac{1}{2} \epsilon_0 c |\mathcal{E}_0|^2$.

Le retard de propagation agit donc linéairement sur la phase du signal, avec la fréquence Ω_1 et la longueur de la fibre L comme facteur d'échelle, l'action de la fonction g_L restant à évaluer. Dans ce but, les parties réelles et imaginaires de g_L sont écrites explicitement:

$$g_L(\beta''\Omega_1 L) = g_r(\beta''\Omega_1 L) + i g_i(\beta''\Omega_1 L) \quad (5.11)$$

La distribution spectrale étant réelle, g_r et g_i sont équivalentes respectivement aux transformées de Fourier des parties symétrique et assymétrique du spectre. Ceci implique que, lorsque le spectre présente une assymétrie, la fonction g_L n'est pas purement réelle et un terme de phase dépendant de β'' va s'ajouter dans (5.10). Par conséquent, comme pour la méthode interférométrique, la mesure est biaisée dans ces conditions. Ce terme de phase signifie simplement que la fréquence médiane ω_0 n'est plus représentative du spectre de la source lorsqu'il est assymétrique, du moins en ce qui concerne les effets de dispersion. Une évaluation à l'aide de fonctions simples permet d'estimer l'ordre de grandeur de ce terme de phase et donne le résultat suivant:

$$\phi_g \approx \operatorname{tg} \phi_g = \frac{g_i(\beta''\Omega_1 L)}{g_r(\beta''\Omega_1 L)} \approx \frac{1}{2} \rho \Delta\omega \beta'' \Omega_1 L \quad (5.12)$$

où ρ est le rapport des amplitudes de la partie assymétrique du spectre sur la partie symétrique, et $\Delta\omega$ est la largeur spectrale de la source. Comme

précédemment, une condition peut être posée, en tenant compte de la précision désirée:

$$\frac{1}{2} \rho \Delta\omega |\beta''| \Omega_1 L < \Omega_1 \delta\beta' L \quad (5.13)$$

qui peut se récrire:

$$\rho < \frac{2 \delta\beta'}{|D| \Delta\lambda} \quad (5.14)$$

Pour les valeurs typiques suivantes: $\delta\beta' = 1$ ps/km, $D = 10$ ps/nm·km, $\Delta\lambda = 10$ nm, ρ doit être inférieur à 2%, ce qui est une condition extrêmement sévère et très difficile à satisfaire en pratique. Néanmoins, dans la région spectrale où une grande précision est demandée, c'est-à-dire où la dispersion est faible, la mesure est également beaucoup moins biaisée, et il est dans tous les cas possible d'envisager un algorithme de correction.

L'action de la fonction g_L ne se limite pas à un effet de phase, mais également agit par son module sur l'amplitude du signal. En effet, la largeur typique de g_L est donnée par le temps de cohérence t_c et, pour que le signal à la fréquence Ω_1 ne soit pas trop amorti par la dispersion à la suite de son passage dans la fibre, il faut que:

$$|\beta''| \Omega_1 L < t_c \quad (5.15)$$

autrement dit, avec $t_c = \frac{2 \lambda^2}{c \Delta\lambda}$:

$$f_1 < \frac{2}{|D| \Delta\lambda L} \quad (5.16)$$

ce qui donne, par exemple, $f_1 < 20$ GHz pour $D = 10$ ps/nm·km, $\Delta\lambda = 10$ nm, $L = 1$ km.

Ainsi, l'intensité moyenne détectée à la fréquence $\Delta\Omega$ s'écrit finalement:

$$\langle I_{\Delta\Omega}(t, L) \rangle = I_0 A_1 |g_L(D \frac{\lambda^2}{c} f_1 L)| \cos[\Delta\Omega t + \Omega_1 \beta' L + \phi_1 + \phi_g] \quad (5.17)$$

Le retard de propagation associé à la vitesse de groupe est donc lié par une relation linéaire à la phase de la composante de fréquence $\Delta\Omega$, pour autant que la condition (5.14) soit satisfaite. De plus, cette expression montre bien que des écarts de phase d'une modulation à très haute fréquence Ω_1 peuvent être détectés et mesurés à une toute autre fréquence $\Delta\Omega$ arbitraire sans perte de résolution, en utilisant une seconde modulation optique.

V.B DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le but de cette expérience étant la mesure du retard de propagation en variant continûment la longueur d'onde sur un large spectre, il a fallu opérer un choix parmi les types de source à disposition, en tenant compte d'un nouveau facteur limitant qui était négligeable dans la méthode interférométrique: l'atténuation optique. Celle-ci, totalement insignifiante pour la mesure d'un échantillon de quelques mètres, devient primordiale sur plusieurs kilomètres, nécessitant une puissance lumineuse en conséquence. Mais l'effort principal a dû être porté sur la mise en oeuvre d'une modulation optique à très haute fréquence sur un large spectre, tout en présentant un bon rendement.

La figure 5.2 représente un schéma simplifié du dispositif expérimental. La mesure proprement dite est effectuée par le phasemètre, qui fournit la différence de phase entre deux signaux. Dans cette expérience, ces signaux

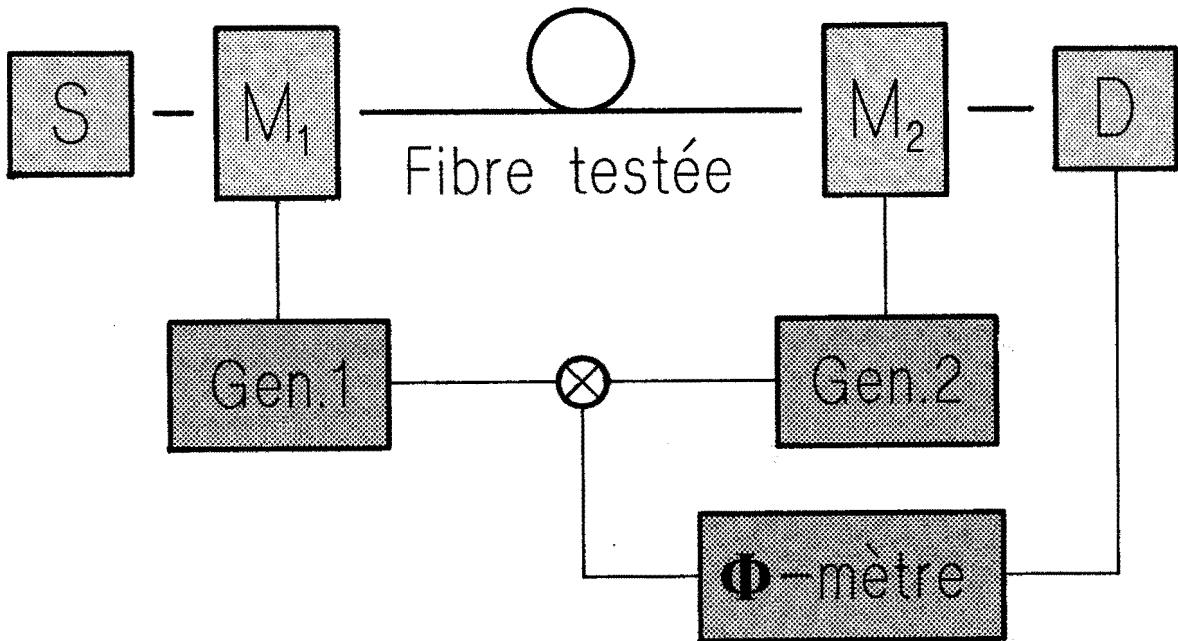


Fig. 5.2 Schéma du dispositif expérimental. S: source; M_{1,2}: modulateurs; D: détecteur; Gen.1,2: générateurs de signaux sinusoidaux.

doivent parcourir des voies particulières, qui sont:

- *Le canal de mesure:* celui-ci transmet le signal portant l'information de la mesure. Il est constitué en premier lieu de la source, dont la lumière est d'abord modulée à la fréquence Ω_1 par le signal provenant d'un oscillateur. Ensuite il continue par le trajet dans la fibre à mesurer, où les différents sous-modes de la lumière injectée se déphasent sous l'effet de la dispersion. A la sortie de la fibre, il passe par la seconde modulation à la fréquence Ω_2 , puis par le filtrage spectral du monochromateur et enfin par le détecteur, où un signal électrique de mesure à la fréquence $\Delta\Omega$ est créé.
- *Le canal de référence:* il doit transmettre un signal de fréquence $\Delta\Omega$ également, mais dont la phase est indépendante de la variable d'entrée du système de mesure, c'est-à-dire la longueur d'onde. Comme dans la figure 5.2, ce canal peut être constitué entièrement de liaisons électriques, le signal de référence étant créé en mixant les signaux provenant des oscillateurs. Il existe également une solution optique, lorsque une partie du signal lumineux ayant parcouru la fibre est dérivée après la seconde modulation, mais avant le monochromateur, puis est transformée en signal électrique par un autre détecteur. Un signal de référence indépendant de la longueur d'onde est ainsi constitué à la bonne fréquence. Une description en détail de cette solution est rapportée à la fin de la présente section.

Pour la réalisation de cette expérience, les investigations ont essentiellement dû être portées sur la source et les dispositifs de modulation. Dans chaque cas, plusieurs solutions ont été étudiées et sont présentées ci-dessous.

La source

La nécessité d'avoir un large spectre de mesure a d'emblée limité le choix aux sources incohérentes et, parmi elles, les types suivants ont été étudiés:

La diode électroluminescente (LED)

Par rapport aux sources thermiques, la LED possède une densité spectrale de puissance nettement plus élevée. Par contre, cette puissance n'est pas

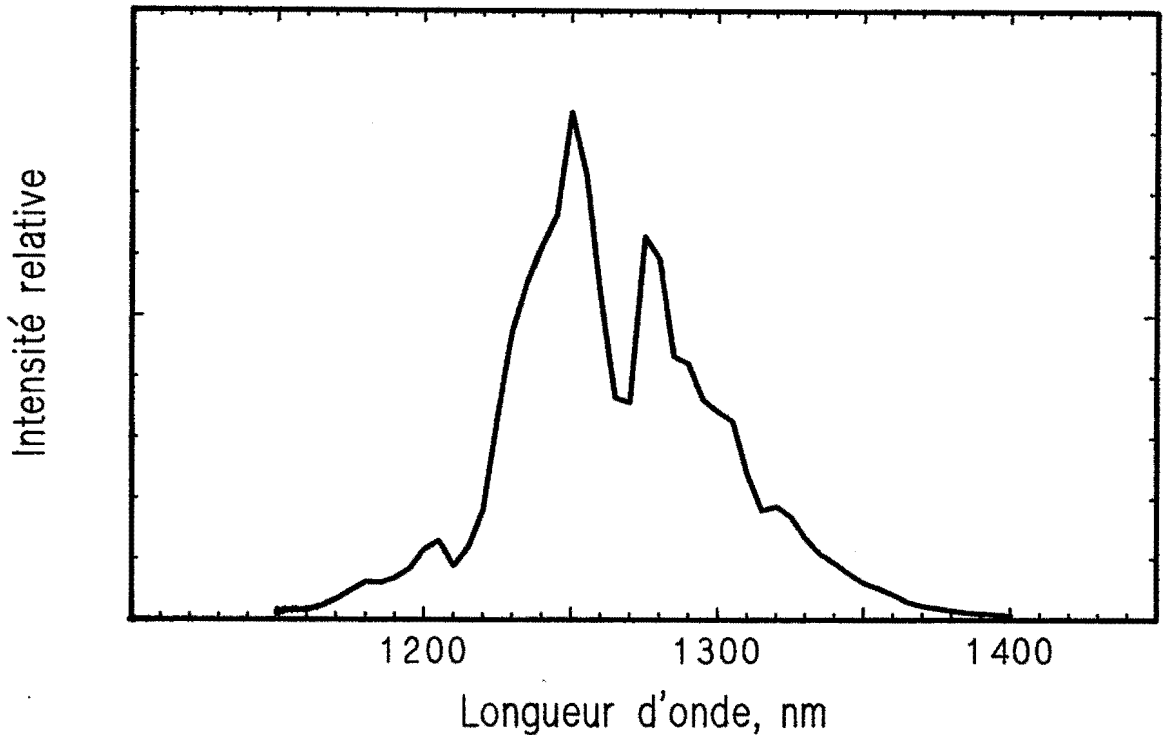


Fig. 5.3 Spectre d'émission d'une diode électroluminescente (LED) en InGaAsP, à émission par la tranche.

disponible sur un large spectre, car la distribution spectrale de ces sources a typiquement une largeur à mi-hauteur de 80 nm pour une longueur d'onde nominale de 1300 nm, comme le montre la figure 5.3. La couverture totale du spectre entre 1200 et 1600 nm ne peut être réalisée qu'en utilisant une deuxième LED émettant autour de 1550 nm et en la couplant optiquement à la première. La puissance ainsi disponible est très inégale suivant la longueur d'onde, variant de quelques ordres de grandeur, mais est par contre particulièrement intense dans les régions spectrales où une bonne précision est nécessaire. Il demeure que ces fortes variations sont susceptibles de donner lieu à des mesures biaisées, comme il a été établi précédemment.

Ces inconvénients sont toutefois largement compensés par une possibilité qu'offre la LED: sa capacité d'être modulée à haute fréquence par son courant d'excitation. Grâce à cette propriété, la LED forme à la fois la source et le premier dispositif de modulation optique. De plus, le signal est modulé avec une efficacité idéale.

Toutefois, les LED actuellement disponibles ne permettent pas de dépasser une fréquence de modulation d'une centaine de mégahertz. Des fréquences plus élevées ont pu être obtenues en utilisant des diodes laser polarisées en-dessous de leur seuil. Elles présentent ainsi les caractéristiques spectrales d'une LED, en même temps qu'une fréquence de transition plus élevée, et nécessitent une puissance électrique d'excitation plus faible. Une fréquence de modulation de 300 MHz a pu ainsi être atteinte.

La lampe halogène

Les caractéristiques de la lampe halogène, comparables à un corps noir, font qu'elle offre le plus grand confort d'utilisation quant à la couverture spectrale. De plus, la puissance qu'il est possible d'injecter dans une fibre monomode variant peu sur toute la région spectrale d'intérêt, les meilleures conditions sont réunies pour effectuer des mesures peu biaisées. Néanmoins, comme il a été démontré au chapitre IV, cette puissance est faible, ce qui limite sérieusement l'atténuation maximum que peut subir le signal. Par ailleurs, ce type de source ne peut évidemment pas être modulé directement à haute fréquence. Un dispositif de modulation externe doit donc être utilisé, ce qui réduit encore la puissance disponible, compte tenu des pertes inhérentes à ce type de dispositif. Il demeure que la mesure de quelques kilomètres de fibre est possible avec une telle source.

La fibre dopée aux terres rares

Dans le but de réaliser des lasers utilisant des fibres optiques comme milieu actif, des ions de terres rares (Nd^{3+} , Er^{3+}) peuvent être incorporés comme dopants dans le cœur d'une fibre optique pendant sa fabrication. Ces fibres présentent de ce fait une forte bande d'absorption autour de 800 nm, permettant d'utiliser comme pompe une diode laser en AlGaAs à cette longueur d'onde. Par ailleurs, l'énergie absorbée est réémise par fluorescence dans différentes bandes spectrales. En réalisant une cavité optique avec cette fibre, une oscillation laser peut être générée dans certaines de ces bandes²². Toutefois, dans le cadre de cette expérience, seule l'émission fluorescente peut être exploitée, le spectre de radiation devant être large et continu. La figure 5.4 représente le spectre de fluorescence d'une fibre dopée au néodyme, pompée par une diode laser de 3 mW. Si la puissance optique mesurée autour de 1100 nm est confortable, elle reste insuffisante

²² L.Reckie et al., IEEE J. Lightwave Technol., LT-4, p.956-960, (1986)

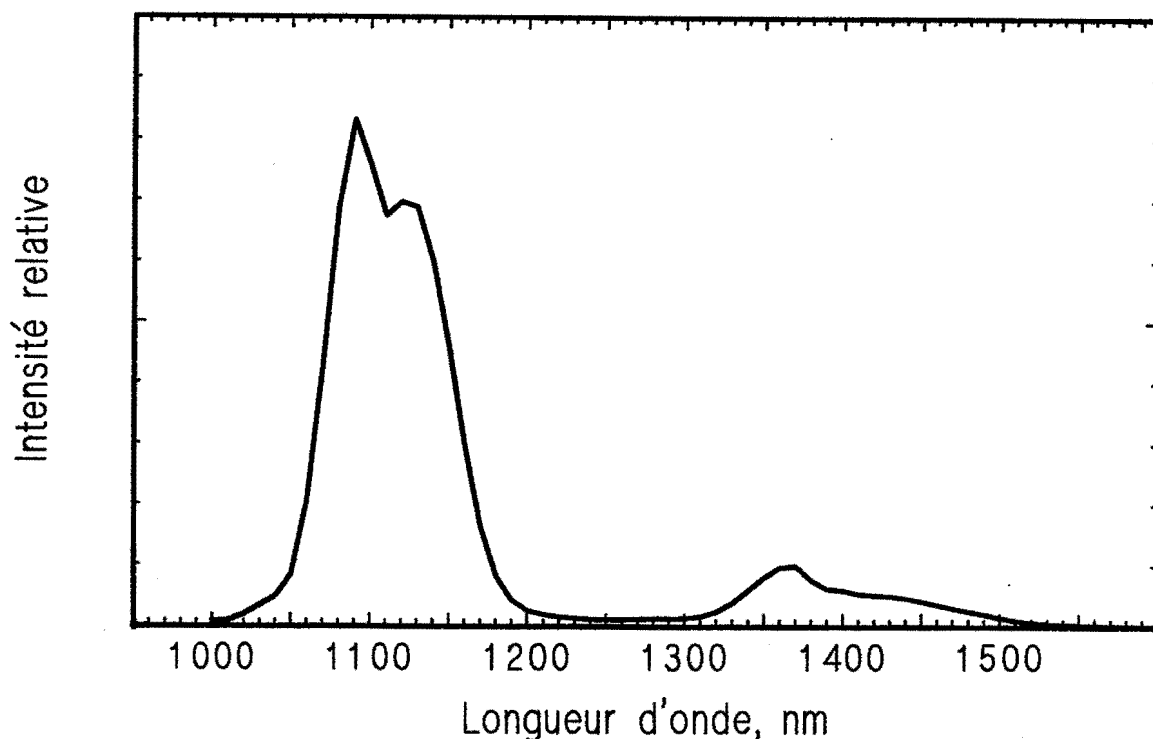


Fig. 5.4 Spectre de fluorescence de 3 m de fibre optique dopée au Nd, pompée à $\lambda = 800$ nm par une diode laser en AlGaAs de 3 mW.

vers 1300 nm et inexistante à 1550 nm.

Toutefois, l'émission à 1300 nm pourrait être très sensiblement renforcée en utilisant comme pompe des diodes laser à l'émission plus intense, des puissances pouvant aller jusqu'à 1 W étant annoncée par les fabricants. De telles puissances de pompage peuvent par ailleurs induire une émission superluminescente²³. D'autre part, il est possible de compléter la couverture spectrale en utilisant à la suite un tronçon de fibre dopée à l'erbium, qui possède une bande d'émission fluorescente très intense autour de 1550 nm²⁴. Une densité spectrale radiative comparable, voire supérieure, à celle d'une LED pourrait ainsi être atteinte, sur une largeur spectrale plus étendue.

Par contre, le temps de vie des niveaux de fluorescence est très long, de l'ordre de la milliseconde, ce qui exclut la possibilité d'obtenir directement un signal lumineux à haute fréquence en modulant la puissance de pompage. Néanmoins, cette manière de générer de la lumière offre une grande

²³ K.Liu et al., Electronics Letters, 23, p.1320-1321, (1987)

²⁴ S.B.Poole et al, IEEE J. Lightwave Technol., LT-4, p.870-876, (1986)

potentialité, d'autant plus qu'il doit être possible d'utiliser d'autres dopants possédant des propriétés encore mieux adaptées pour cette expérience, compte tenu que l'obtention d'une émission laser n'est pas le but recherché.

La modulation

Pour la mise en oeuvre de la modulation optique à haute fréquence, nécessaire à la sortie de la fibre quel que soit le type de source adopté, deux types de modulateur ont été testés, puis utilisés pour cette expérience:

Le modulateur acousto-optique

Ce type de dispositif appartient maintenant aux outils classiques de l'optique. Son principe de fonctionnement est le suivant: une onde acoustique crée dans un cristal un réseau de phase pour la lumière, de telle manière qu'un faisceau incident puisse être diffracté. Comme ce réseau de phase est généré par une onde progressive, la fréquence optique du faisceau diffracté va subir un décalage Doppler égal à la fréquence de l'onde acoustique. Dans la plupart des utilisations, le faisceau incident est collimé et l'angle qu'il forme avec le faisceau diffracté doit satisfaire à une condition de Bragg. Il est possible de cette façon de moduler le faisceau en intensité, en commutant l'onde acoustique à la fréquence de modulation, créant ainsi un transfert périodique de lumière dans le faisceau diffracté. Toutefois, pour des raisons fondamentales liées à la vitesse de l'onde acoustique, une fréquence de modulation supérieure à une dizaine de mégahertz n'est guère envisageable.

Pour cette raison essentiellement, un tout autre principe est utilisé dans cette expérience pour moduler la lumière, dont le schéma explicatif est représenté dans la figure 5.5. Le faisceau incident est focalisé sur l'onde acoustique, de telle manière que l'angle de son cône d'ouverture soit plus grand que l'angle dû à la diffraction par l'onde acoustique. Ainsi, les faisceaux direct et diffracté peuvent être refocalisés ensemble sur l'extrémité d'une fibre monomode, où ils se recouvrent en grande partie, pouvant de ce fait interférer. Comme le faisceau diffracté a subi un décalage Doppler, un signal de battement va apparaître à la fréquence de l'onde acoustique, créant ainsi une modulation sinusoïdale d'intensité.

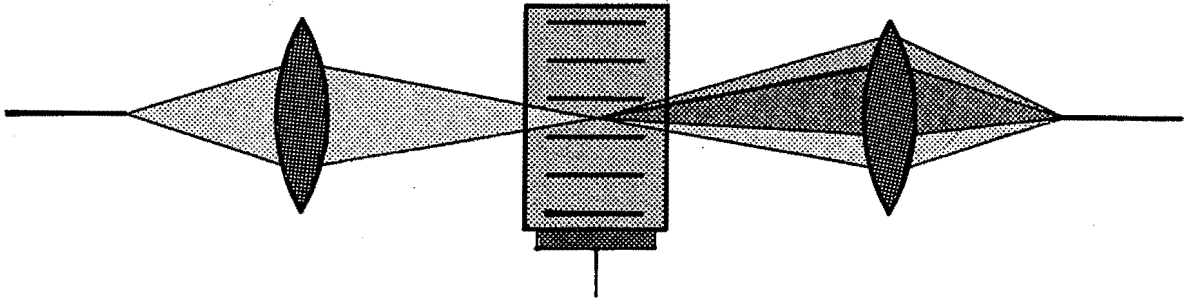


Fig. 5.5 Schéma du dispositif utilisé pour la modulation de la lumière à l'aide d'un modulateur acousto-optique. La focalisation du faisceau incident sur l'onde acoustique provoque un recouvrement (zone sombre) des faisceaux direct et diffracté.

Cette fréquence n'est pas sujette aux mêmes limitations que pour l'utilisation classique du modulateur et peut s'élever à plusieurs centaines de mégahertz.

Pour assurer le maximum de recouvrement des deux faisceaux, il est nécessaire de beaucoup focaliser pour élargir le cône d'ouverture. Mais en contrepartie, le rendement de diffraction décroît lorsque la taille du faisceau au point de focalisation diminue. Un ajustement est donc indispensable pour trouver la situation optimale. Par ailleurs, l'angle entre le faisceau incident et l'onde acoustique doit être aussi ajusté de manière à optimiser l'efficacité de diffraction. Comme tous ces angles dépendent de la longueur d'onde, l'efficacité de modulation n'est par conséquent pas uniforme sur le spectre.

Ces nombreux ajustements, associés aux problèmes d'aberration chromatique des lentilles, font que cette façon de moduler la lumière reste très délicate à mettre en oeuvre, d'autant plus que la stabilité d'un tel système optique est problématique, compte tenu de l'échauffement du cristal et de la précision des alignements requis. Néanmoins, une efficacité de modulation de 60% a pu être obtenue à 1300 nm et des mesures sur toute la région spectrale d'intérêt ont pu être effectuées ainsi.

Le modulateur électro-optique

Ces dispositifs utilisent la propriété que possèdent certains matériaux de modifier leur indice de réfraction proportionnellement et parallèlement à un champ électrique appliqué. Les modulateurs traditionnels basés sur cet effet

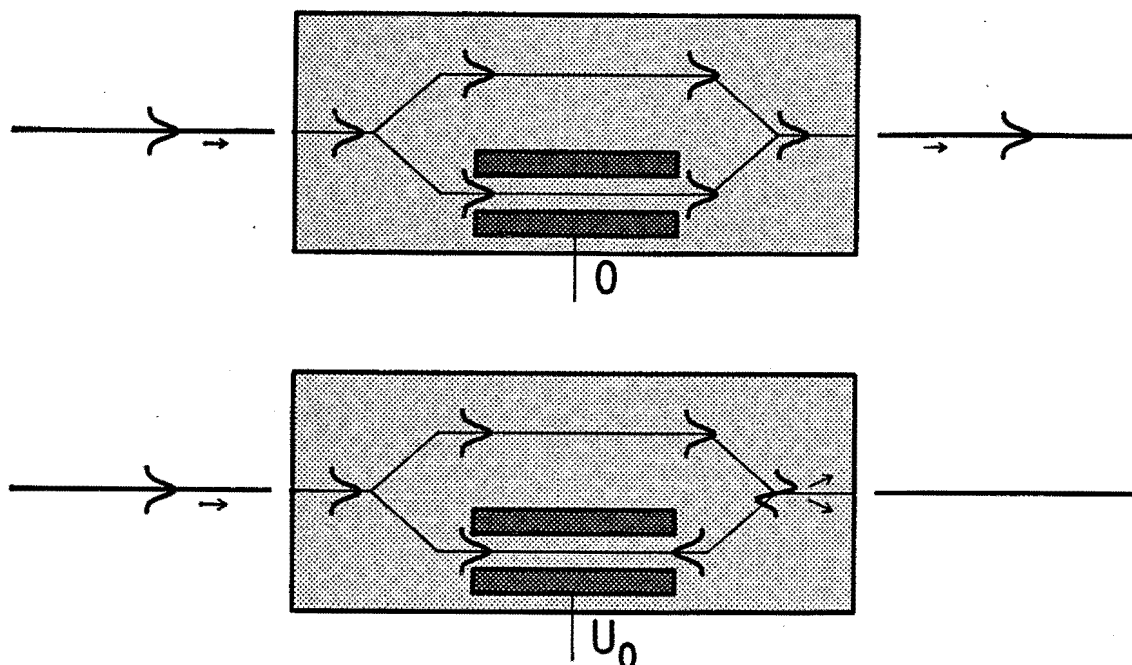


Fig. 5.6 Schéma du principe de fonctionnement d'un modulateur électro-optique intégré Mach-Zehnder. En appliquant une tension U_0 sur les électrodes, le déphasage induit entre les guides d'onde donne lieu à la formation d'un mode assymétrique qui n'est plus guidé.

utilisent la possibilité de déphaser une polarisation de la lumière par rapport à l'autre en appliquant un champ électrique, permettant une modulation d'intensité à l'aide de polariseurs. Ces modulateurs toutefois nécessitent une tension de quelques centaines de volts pour une modulation complète, compte tenu de la faiblesse de cet effet électro-optique.

La très récente disponibilité de tels dispositifs dans leur version intégrée les a rendus très attractifs. Leur miniaturisation a permis d'abaisser considérablement la tension électrique nécessaire pour une modulation complète, la réduisant à quelques volts. De plus, la lumière étant confinée dans des guides d'onde, ces dispositifs se couplent par simple contact aux fibres optiques.

Les modulateurs intégrés commercialisés sont fabriqués pour la majorité d'entre eux à partir d'un substrat de niobate de lithium (LiNbO_3), à la surface duquel des guides d'onde sont créés par diffusion de titane, qui a la propriété ici d'élever l'indice de réfraction. Dans cette version

intégrée, le modulateur d'intensité est constitué essentiellement d'un interféromètre Mach-Zehnder, réalisé entièrement avec des guides d'onde diffusés dans le substrat. La figure 5.6 montre un schéma explicatif du principe de fonctionnement. Tous les guides d'onde de l'interféromètre sont conçus pour ne guider que le mode TE fondamental, c'est-à-dire qu'ils sont monomodes et ne propagent qu'une polarisation. Le guide d'onde d'entrée se partage en deux guides identiques, la lumière du mode incident excitant de façon égale le mode fondamental de chacun de ces guides. Sur chacun d'eux, un champ électrique de direction opposée est appliqué, créant un déphasage entre les modes parcourant chaque guide grâce à l'effet électro-optique. Au point où ces guides refusionnent, un mode identique à celui d'entrée est recréé si les modes sont en phase et peut être transmis dans le guide d'onde de sortie. Par contre, si les modes sont en opposition de phase, un mode assymétrique est formé, correspondant à un mode d'ordre supérieur du guide de sortie, et ne peut par conséquent être guidé. La lumière va donc naturellement se diffracter dans le substrat.

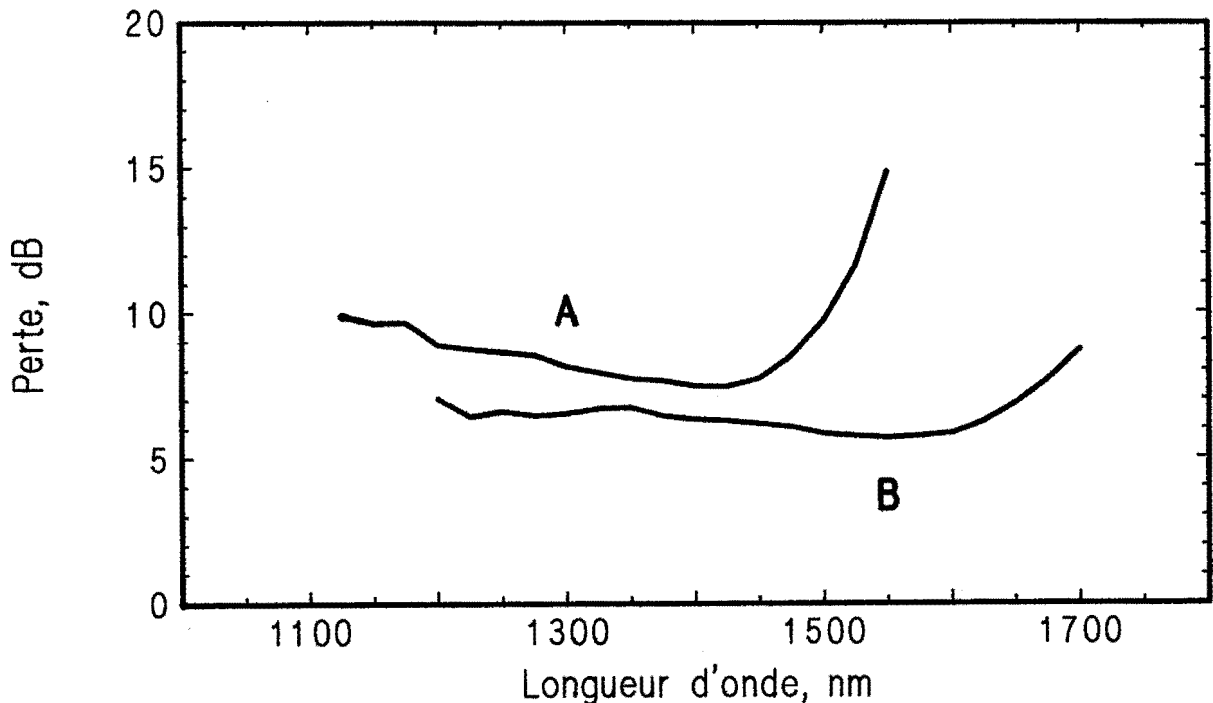


Fig. 5.7 Perte après modulation dans deux modulateurs électro-optiques intégrés en fonction de la longueur d'onde, pour de la lumière dépolarisée. Longueur d'onde nominale: A: 1300 nm; B: 1550 nm.

Les guides d'onde des modulateurs disponibles sont conçus pour assurer un fonctionnement correct à une longueur d'onde nominale, généralement 1300 ou 1550 nm dans cette région spectrale. Les données sur leur comportement à d'autres longueurs d'onde manquent totalement, ce qui a nécessité que certaines caractéristiques soient mesurées en fonction de la longueur d'onde. Ainsi, la figure 5.7 représente la perte subie par le signal modulé, qui est le rapport de l'amplitude crête-à-crête de modulation sur l'intensité incidente. Cette perte est constituée pour 3 dB du fait que la lumière incidente est dépolarisée, pour 1,5 dB de l'atténuation intrinsèque au matériau du substrat, le reste étant dû aux pertes de couplage et aux imperfections des guides d'onde et des bifurcations. L'efficacité du modulateur est limitée vers les courtes longueurs d'onde par la présence de modes d'ordre supérieur, ce qui a pour résultat de brouiller le signal, tandis que vers les grandes longueurs d'onde, la coupure effective du seul mode guidé empêche la lumière d'être transmise. Ces limites, visibles sur la figure 5.7, montrent que seul le dispositif conçu pour 1550 nm peut être utilisé entre 1200 et 1600 nm intégralement.

Le tableau suivant résume les principales caractéristiques mesurées sur ces dispositifs:

λ nominal	Fenêtre spect (Perte<10dB)	Perte 1300 nm	Perte 1550 nm	ΔU_{mod} 1300 nm	ΔU_{mod} 1550 nm
1300 nm	1120-1510 nm	8 dB	15 dB	8,3 V	15,9 V
1550 nm	1200-1720 nm	6,5 dB	5,5 dB	7,5 V	10,3 V

La tension ΔU_{mod} , nécessaire pour passer d'une transmission maximale à une transmission minimale de la lumière à travers le dispositif, varie avec la longueur d'onde. Néanmoins une valeur moyenne peut être utilisée sur toute la région spectrale d'intérêt sans grande perte d'efficacité. D'autre part, la bande passante de tels modulateurs ne constitue pas une limitation pour cette expérience, car elle dépasse d'une façon générale le gigahertz dans tous les modèles proposés.

Toutefois, l'efficacité de modulation se trouve réduite par la relation non-linéaire entre champ électrique appliqué et intensité transmise. En effet, seul le déphasage dépend linéairement de la tension électrique

appliquée, qui est sinusoïdale pour des raisons pratiques. L'intensité à la sortie du modulateur, elle-même une fonction sinusoïdale du déphasage, prend donc dans le meilleur des cas la forme suivante:

$$I(t) = I_0 \frac{1}{2} [1 + \sin(a \sin \Omega t)] \quad (5.18)$$

où a est une constante correspondant à l'excursion de phase due à la modulation et est proportionnelle à l'amplitude du signal électrique appliqué. Cette relation non-linéaire implique que le signal lumineux contient un grand nombre d'harmoniques. L'amplitude relative de la composante de fréquence Ω est donnée par la valeur de la fonction de Bessel $J_1(a)$, qui est égale à 0,58 à son maximum, réduisant d'autant l'efficacité maximale de modulation.

L'avantage primordial de ce type de dispositif réside, hormis sa bande passante et sa robustesse, dans sa conception basée sur l'optique guidée, permettant un couplage direct et fixe avec des fibres, sans optique intermédiaire et sans risque de désalignement. L'efficacité de modulation est ainsi très uniforme sur le spectre et les performances d'un tel dispositif, associées à l'extrême stabilité du signal modulé qu'il fournit, ont permis de mesurer les retards de propagation sur toute la région spectrale d'intérêt avec une précision extrême.

Les autres éléments formant le dispositif expérimental sont brièvement passés en revue:

- *Le monochromateur:* ce dernier est modifié, pour augmenter son efficacité lorsque la lumière est injectée dans une fibre, en remplaçant ses miroirs de focalisation très astigmatiques par un système de lentilles et de miroirs plans. L'efficacité a pu être ainsi augmentée d'un facteur 3 environ. La largeur spectrale résultante est fixe et vaut $\Delta\lambda = 7,2$ nm pour $\lambda = 1300$ nm.
- *Le détecteur:* il s'agit de la même photodiode InGaAs que celle utilisée pour la mesure interférométrique. La fréquence du signal de mesure est choisie dans la région où l'ensemble détecteur-préamplificateur génère le moins de bruit, c'est-à-dire entre 800 et 900 Hertz.

- *Le phasemètre:* la mesure de phase est réalisée à l'aide d'un amplificateur lock-in. Celui-ci permet de déterminer la phase d'un signal avec une grande précision, offrant en plus des possibilités de filtrage très poussées pour diminuer l'influence du bruit sur la mesure. La constante de temps de filtrage est choisie en fonction de l'amplitude du signal, de telle façon que l'écart quadratique sur la mesure de la phase dû au bruit reste inférieur à $0,1^\circ$. Le signal est considéré comme trop faible pour être mesuré lorsque la constante de temps excède 3 secondes.

Référence optique

Le passage du canal de référence par la fibre à mesurer a des implications pratiques très importantes, car par définition les deux extrémités d'une fibre utilisée comme ligne de transmission ne se trouvent pas au même endroit et sont souvent séparées de plusieurs kilomètres.

La figure 5.8 montre une configuration expérimentale où le passage du signal de référence par la fibre à mesurer a pu être réalisé. L'interception d'une petite partie du signal lumineux avant le monochromateur permet, en employant un détecteur identique à celui utilisé pour la mesure, d'obtenir

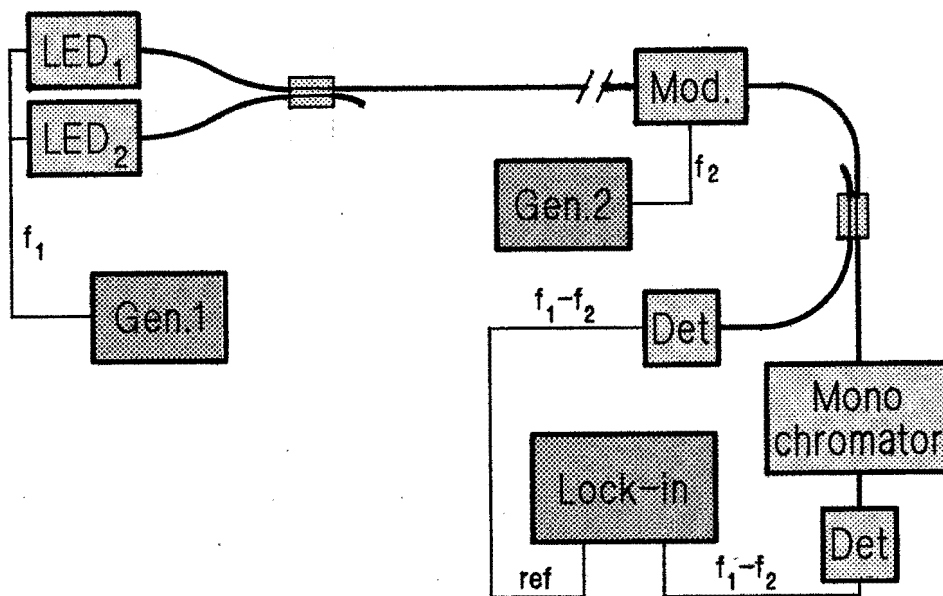


Fig. 5.8 Schéma du dispositif expérimental avec référence optique.

un signal électrique de référence à la fréquence $\Delta\Omega$ indépendant de la longueur d'onde de mesure. L'intensité lumineuse parvenant sur ce détecteur est très supérieure à celle disponible pour la mesure, compte tenu de l'absence de filtrage spectral. Toutefois, l'amplificateur lock-in requiert un signal d'amplitude bien déterminée comme référence, rendant indispensable à la sortie du détecteur un circuit électronique de mise en forme. D'autant plus que, comme le signal de référence a cette fois parcouru la fibre et par conséquent subi l'atténuation optique, son amplitude peut varier de quelques ordres de grandeur suivant la longueur de la fibre et ses caractéristiques.

Un autre avantage de la référence optique réside dans le fait qu'elle compense automatiquement l'effet de toutes les dérives de la phase indépendantes de la longueur d'onde, tels par exemple les effets liés à la température. Il faut noter également que la phase du signal lumineux varie beaucoup avec la longueur d'onde dans les régions spectrales où la fibre est dispersive; leurs contributions au signal de référence s'annulent donc en grande partie. Par conséquent, la phase de ce signal est essentiellement donnée par les contributions provenant des longueurs d'onde proches du zéro de dispersion.

V.C RESULTATS

Différentes configurations expérimentales ont été mises en oeuvre, se distinguant par la source (LED, lampe halogène) et les modulateurs utilisés (acousto-optique, électro-optique). La fibre dopée au néodyme n'a pas été utilisée pour les mesures, car, dans l'état actuel des performances, elle n'apporte aucun progrès par rapport aux autres types de source testés.

Modulateur acousto-optique et LED

Dans cette configuration, la LED réunit les fonctions de source et de premier modulateur, grâce à sa possibilité d'être modulée directement par son courant d'excitation. La deuxième modulation est effectuée par un modulateur acousto-optique, qui utilise comme milieu d'interaction du verre dopé, principalement en raison de sa haute efficacité dans cette région spectrale. La fréquence de l'onde acoustique, qui est également la fréquence de modulation, est fixée à 50 MHz par le dispositif. Cette fréquence, relativement peu élevée permet d'utiliser une LED normale à émission par la tranche, dont le spectre est représenté dans la figure 5.3.

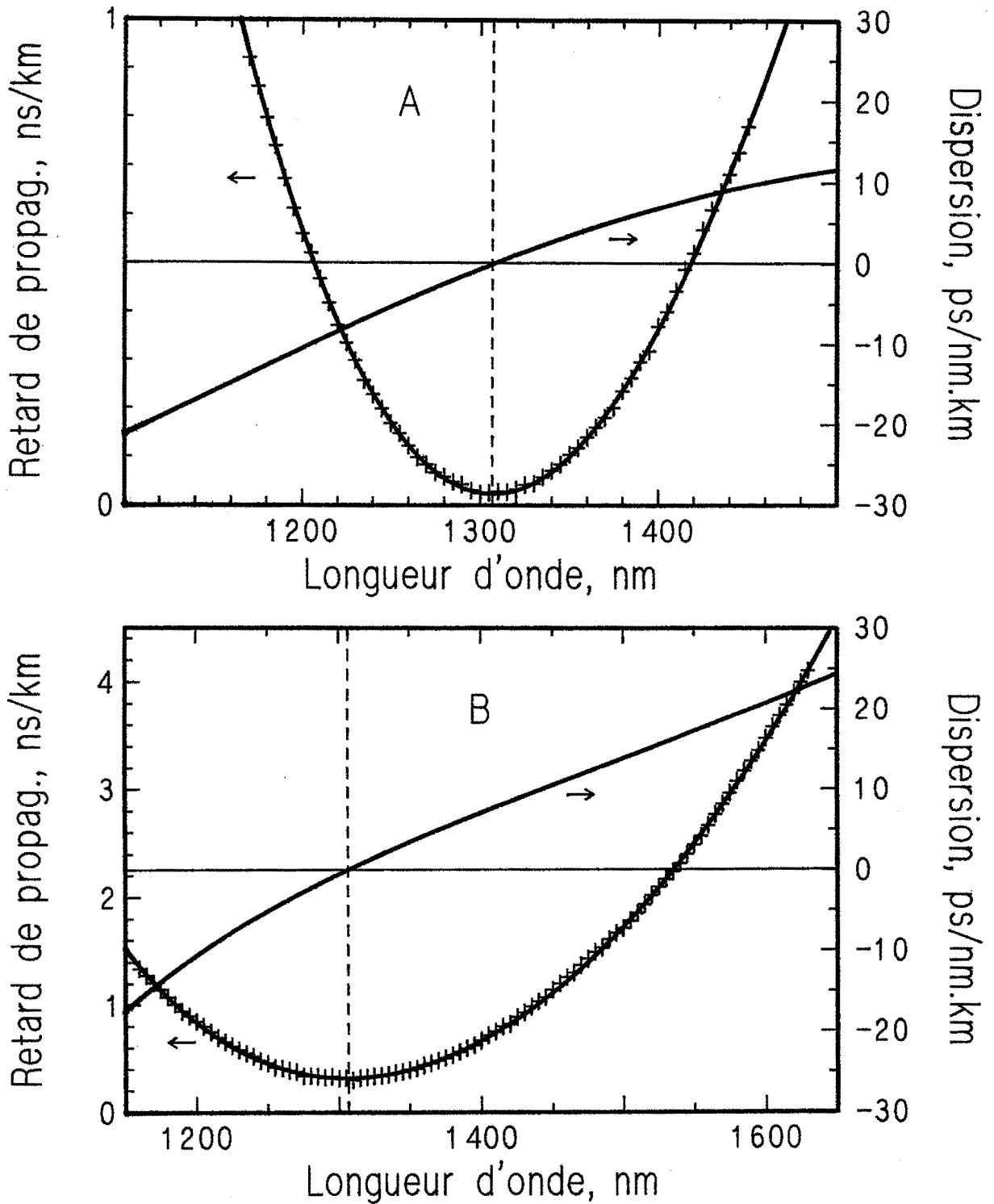


Fig. 5.9 Mesure du retard de propagation dans une fibre optique en fonction de la longueur d'onde et courbe de dispersion résultante, en utilisant un modulateur acousto-optique et les sources suivantes: A: 1 LED émettant à 1300 nm; B: 2 LEDs émettant à 1300 et 1500 nm.

Une mesure de calibration de l'expérience, sans fibre à mesurer, est nécessaire, car la réponse en phase de la LED et surtout du modulateur n'est pas spectralement uniforme. En raison d'une légère dérive toujours possible, elle est répétée par sécurité pour chaque fibre à mesurer.

La figure 5.9a représente la mesure de 3,7 km de fibre saut d'indice ordinaire ($\Delta n = 5 \cdot 10^{-3}$) avec, en tant que source, une seule LED. La faible atténuation de cette fibre a permis la mesure des retards de propagation sur un large spectre, de 1165 à 1450 nm. Au maximum du spectre d'émission de la LED, la réserve sur le signal lumineux est telle qu'une fibre présentant une atténuation totale de 30 dB pourrait être mesurée à cette longueur d'onde. Cette réserve diminue rapidement en s'éloignant de ce maximum d'émission, ce qui a pour conséquence que plus l'atténuation optique est élevée, plus la région spectrale de mesure est étroite.

En couplant optiquement une deuxième LED émettant autour de 1500 nm à la première, la couverture spectrale est étendue vers les grandes longueurs d'onde, permettant de mesurer la même fibre que précédemment entre 1160 et 1630 nm, comme le montre la figure 5.9b. Lorsque deux sources sont ainsi couplées, la phase respective de leur signal lumineux modulé doit être ajustée pour qu'elles se renforcent aux longueurs d'onde où leurs spectres se recouvrent.

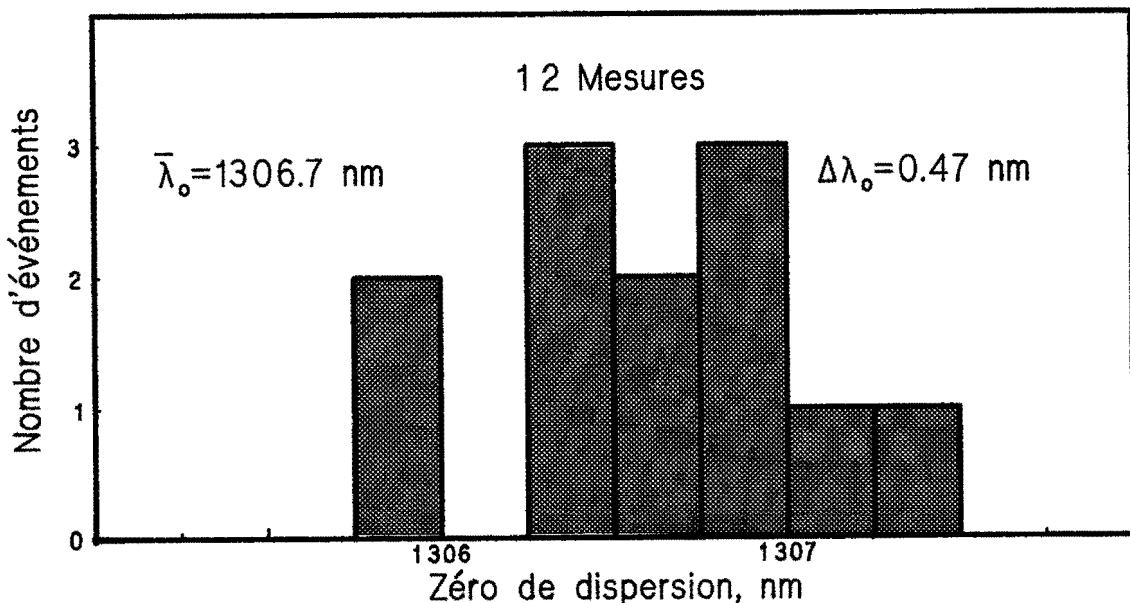


Fig. 5.10 Histogramme de la distribution de 12 mesures du zéro de dispersion réalisées dans la configuration avec modulateur acousto-optique.

La précision obtenue sur le retard de propagation se déduit de l'écart quadratique des fluctuations sur la mesure de la phase et s'exprime d'après (5.17) comme:

$$\delta\beta' = \frac{\delta\phi}{2\pi f_1 L} \quad (5.19)$$

Ainsi, avec $\delta\phi = 0,1^\circ$ et $f_1 = 50$ MHz, $\delta\beta' \cdot L = 5,6$ ps. Ce résultat signifie qu'une longueur d'au moins 5,6 km de fibre est nécessaire pour atteindre la précision de 1 ps/km sur β' , ce qui demeure une longueur assez conséquente. Par ailleurs, une résolution équivalente à la mesure interférométrique n'est envisageable qu'en mesurant au minimum 12,6 km de fibre.

L'effet de la dérive que subit le signal en cours de mesure peut être apprécié en évaluant les fluctuations sur la détermination de la longueur d'onde de dispersion nulle. Dans ce but, 12 mesures indépendantes de la même fibre ont été effectuées; la distribution du zéro de dispersion est représentée par un histogramme dans la figure 5.10. La faible valeur de l'écart quadratique, soit 0,47 nm, indique que la dérive n'a pas une forte influence sur la mesure globale.

Modulateurs acousto-optiques et lampe halogène

En utilisant une lampe halogène, la première modulation doit être effectuée extérieurement à la source, ce qui est réalisé dans cette configuration avec un modulateur acousto-optique identique à celui utilisé pour la seconde modulation. La faible puissance injectée dans la fibre, associée à la perte supplémentaire résultant de la nécessité d'utiliser deux modulateurs, fait que seule une réserve de 6 dB sur le signal est disponible. D'autre part, comme l'efficacité des modulateurs dépend de la longueur d'onde, les mesures ne peuvent finalement qu'être effectuées dans une région spectrale limitée, ne permettant pas de retirer tout le bénéfice de la densité spectrale d'émission quasi uniforme de la source.

Une mesure dans cette configuration est représentée dans la figure 5.11. Il s'agit de la même fibre saut d'indice de 3,7 km que celle utilisée dans la configuration expérimentale précédente. La mesure a pu être réalisée entre 1180 et 1480 nm, ce qui finalement n'apporte aucun progrès réel par rapport à une LED quant à la couverture spectrale.

Cette configuration expérimentale n'apporte donc aucun avantage dans une perspective pratique. Néanmoins, il doit s'agir sauf erreur de la première

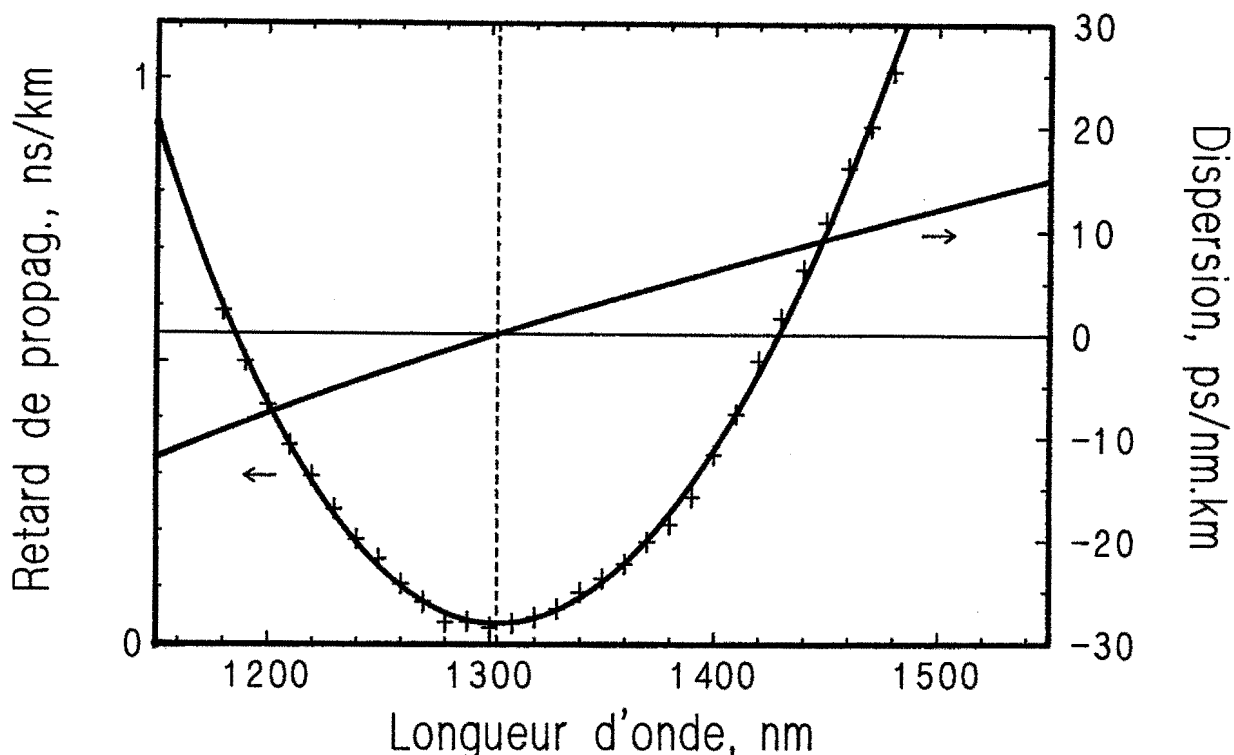


Fig. 5.11 Mesure du retard de propagation dans 3,7 km de fibre optique en fonction de la longueur d'onde, effectuée dans la configuration utilisant une lampe halogène et deux modulateurs acousto-optiques.

mesure de la dispersion chromatique effectuée avec une source thermique sur plusieurs kilomètres de fibre optique monomode, ce qui était largement considéré comme impraticable.

Modulateur électro-optique et LED

Dans cette configuration, un modulateur électro-optique effectue la deuxième modulation optique à la sortie de la fibre, la première étant toujours assurée directement par la LED. La fréquence de modulation n'est cette fois plus imposée par le modulateur, sa bande passante excédant le gigahertz, mais est limitée par la source. Afin de bénéficier de la fréquence de modulation la plus élevée possible, une diode laser polarisée en-dessous de son seuil est utilisée en tant que LED. Avec une telle source, la lumière a pu être modulée jusqu'à 300 MHz. Par contre, son spectre d'émission est légèrement plus étroit que celui d'une LED classique.

La figure 5.12 représente la réserve sur le signal en fonction de la longueur d'onde mesurée dans cette configuration, avec une seule source

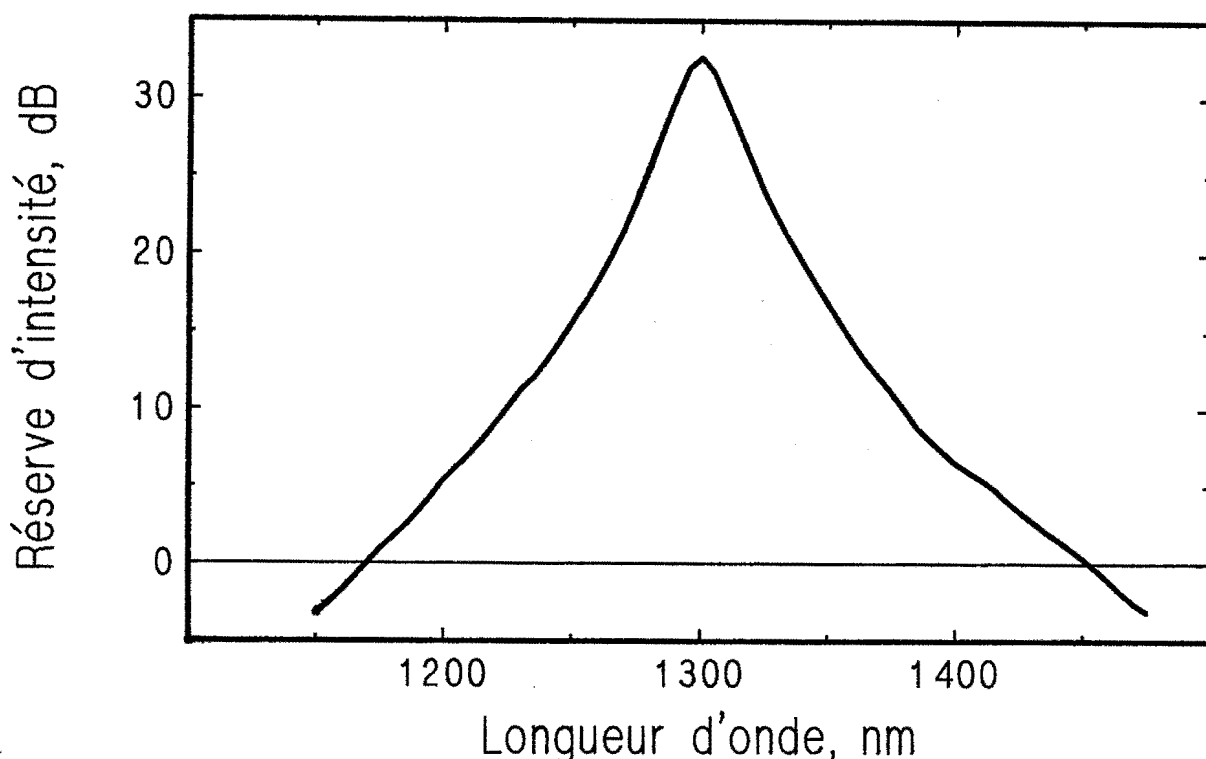


Fig. 5.12 Réserve d'intensité optique en fonction de la longueur d'onde du dispositif expérimental utilisant une LED et un modulateur électro-optique intégré pour la seconde modulation optique.

centrée à $\lambda = 1300$ nm. La limite pour la mesure est toujours donnée par la condition sur la constante de temps de filtrage, qui ne doit pas excéder 3 secondes, compte tenu que l'écart quadratique sur la phase ne doit pas dépasser $0,1^\circ$. Cette figure montre qu'au maximum du spectre, un tronçon de fibre présentant une atténuation totale de 33 dB peut être mesuré. Si cette atténuation est encore de 20 dB, des mesures peuvent être effectuées entre 1265 et 1340 nm, et si elle n'est que de 10 dB, entre 1220 et 1380 nm.

Cette réserve a permis de mesurer la même fibre saut d'indice de 3,7 km entre 1180 et 1440 nm, comme le montre la figure 5.13a. Comme évoqué précédemment, l'adjonction d'une deuxième LED couplée optiquement à la première permet d'étendre la couverture spectrale. Avec cette source double, la mesure d'une fibre de 3,8 km présentant une courbe de dispersion plate a pu être effectuée entre 1200 et 1630 nm et est représentée dans la figure 5.13b. Les faibles variations spectrales du temps de propagation de ce type de fibre permettent de mettre en évidence l'excellente résolution

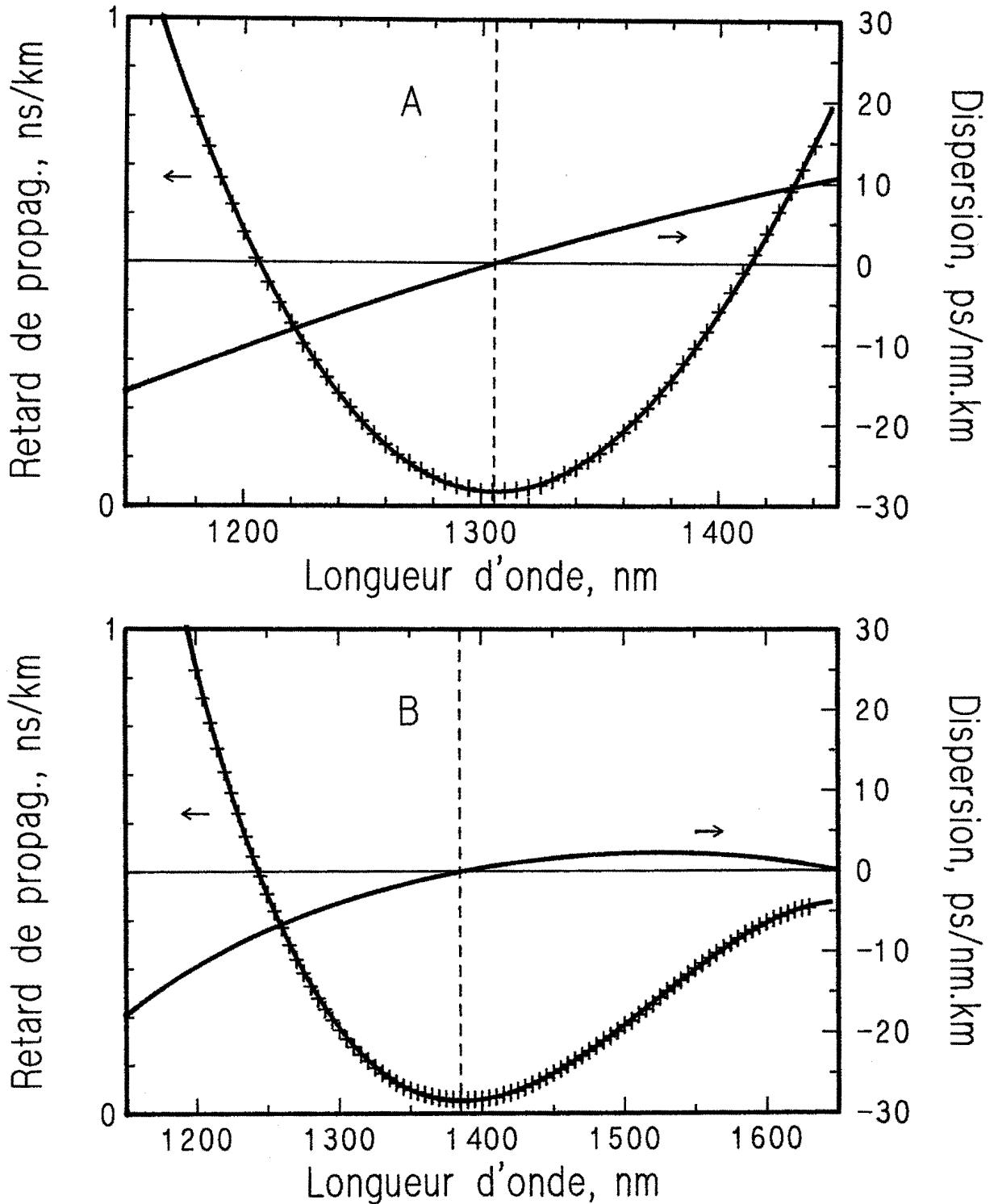


Fig. 5.13 Mesure du retard de propagation dans 2 fibres optiques en fonction de la longueur d'onde et courbe de dispersion résultante, en utilisant un modulateur électro-optique et les sources suivantes: A: 1 LED émettant à 1300 nm; B: 2 LEDs émettant à 1300 et 1500 nm.

obtenue. Celle-ci peut être évaluée à l'aide de l'expression (5.19); ainsi, avec $\delta\phi = 0,1^\circ$ et $f_1 = 300$ MHz, $\delta\beta' \cdot L = 0,93$ ps. Une longueur de fibre de 1 km permet donc déjà d'obtenir une précision meilleure que 1 ps/km sur le retard de propagation. Une résolution meilleure que la mesure interférométrique est atteinte lorsque la fibre est plus longue que 2,1 km. Il ne semble pas qu'une telle précision mesurée n'ait été atteinte auparavant, continûment entre 1200 et 1600 nm.

De même qu'avec la configuration utilisant un modulateur acousto-optique, les fluctuations sur la détermination de la longueur d'onde de dispersion nulle ont été estimées en effectuant 12 mesures indépendantes. La figure 5.14 montre l'histogramme de la distribution des résultats. L'écart quadratique insignifiant de 0,09 nm — par ailleurs parfaitement explicable par la seule imprécision mécanique du monochromateur, telle qu'elle est donnée par le constructeur — démontre la haute stabilité obtenue dans cette configuration.

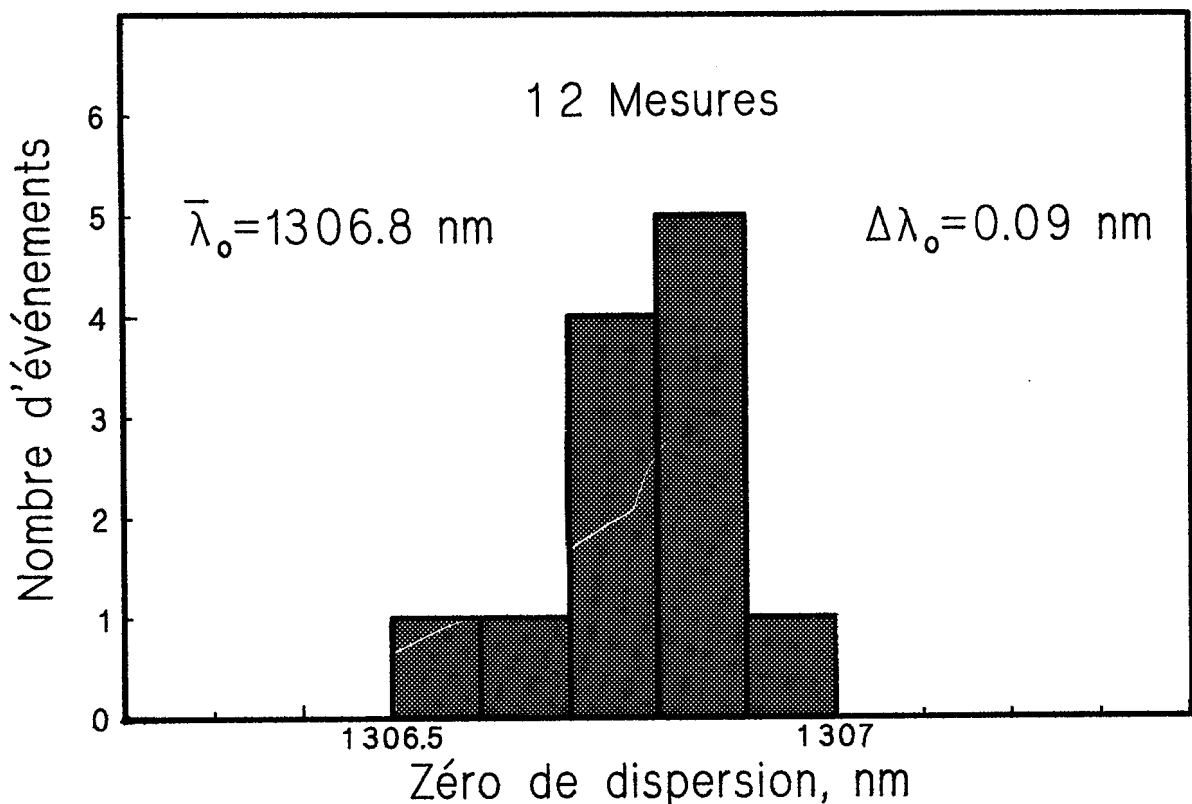


Fig. 5.14 Histogramme de la distribution de 12 mesures du zéro de dispersion réalisées dans la configuration avec modulateur électro-optique.

Modulateurs électro-optiques et lampe halogène

De même qu'avec l'utilisation de modulateurs acousto-optiques, la modulation de la source a été effectuée à l'aide d'un modulateur similaire à celui utilisé pour la seconde modulation. Malheureusement le dispositif utilisé ne présentait pas des caractéristiques idéales, dans le sens que la longueur d'onde de coupure du mode supérieur se situait à 1370 nm environ. Les mesures n'ont donc pas pu être effectuées pour des longueurs d'onde inférieures à cette valeur. Ceci montre que, bien que possédant les mêmes spécifications, une disparité assez importante dans les caractéristiques effectives de ces dispositifs peut résulter des processus de fabrication.

D'autre part, la perte de signal, augmentée par le passage dans deux modulateurs, est telle que la réserve d'intensité pour la mesure est quasiment nulle, compte tenu de la faible puissance injectée à l'origine par la source. Pour cette raison et afin de pouvoir mesurer quelques kilomètres de fibre, la tolérance sur le niveau du bruit a été augmentée pour disposer d'une réserve suffisante. Ceci implique évidemment des fluctuations plus grandes sur la mesure de la phase et finalement une perte de résolution sur le retard de propagation. Ainsi, un écart quadratique de $\delta\phi = 0,7^\circ$ a tout de même pu être obtenu sur la mesure de la phase, ce qui donne $\delta\beta' \cdot L = 6,5$ ps avec $f_1 = 300$ MHz. Deux mesures effectuées dans cette configuration sur les mêmes fibres que précédemment sont représentées dans les figures 5.15a et b. Les faibles variations de retard de propagation enregistrées sur la fibre à courbe de dispersion plate montre que la précision de mesure demeure tout de même largement suffisante pour des applications courantes.

Comme il apparaît sur ces deux figures, la mesure n'a pas pu être effectuée à toutes les longueurs d'onde. En effet, il a été observé une variation périodique de l'intensité du signal en fonction de la longueur d'onde. Ceci est probablement dû à la faible biréfringence résiduelle des fibres qui oriente la direction de polarisation de la lumière différemment suivant la longueur d'onde. L'effet sur l'intensité provient alors des modulateurs, qui agissent de par leur construction comme des éléments polariseurs. Cette hypothèse est renforcée par la constatation que cet effet n'est pas observé en mesurant un échantillon de quelques mètres de fibre.

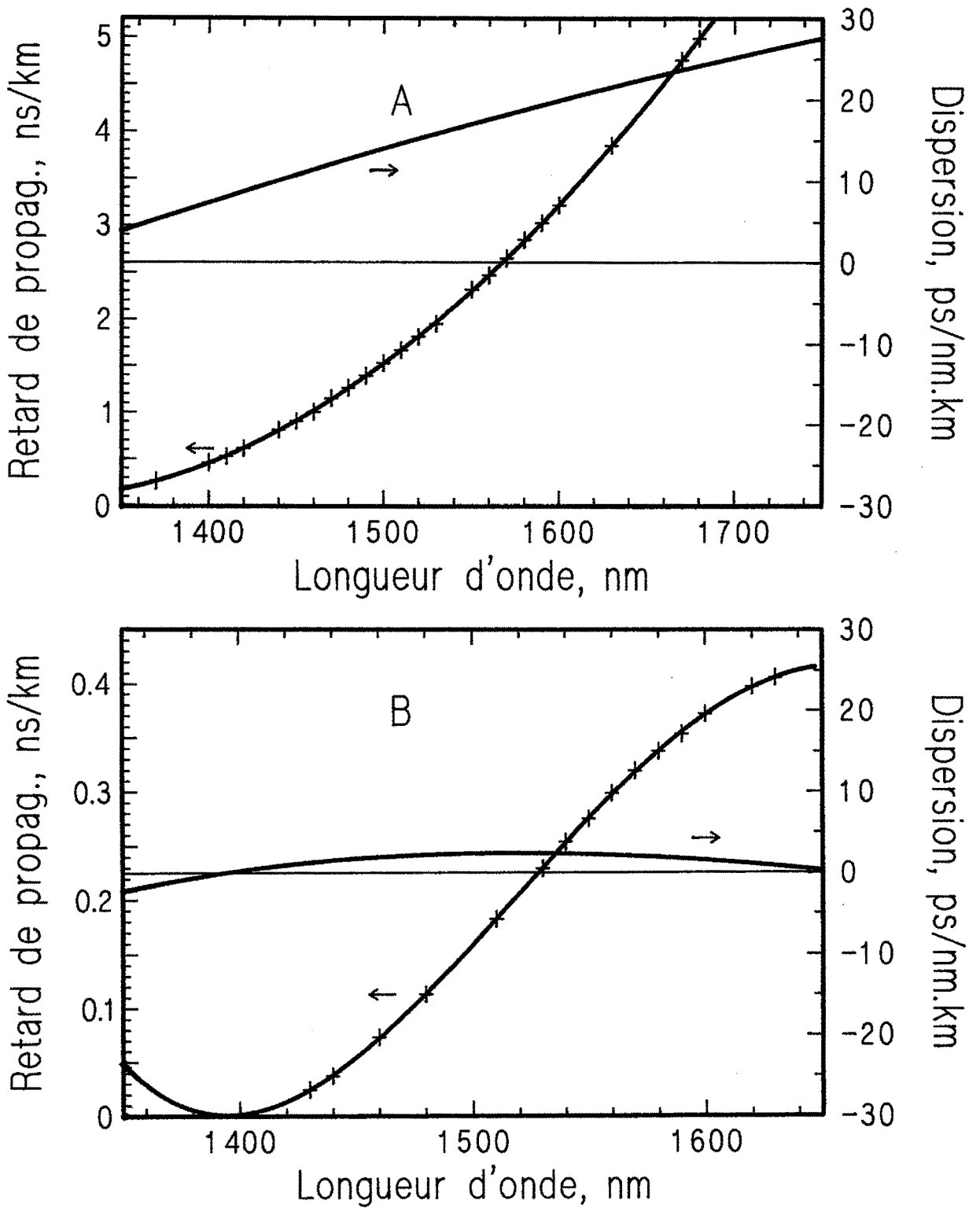


Fig. 5.15 Mesure du retard de propagation dans 2 fibres optiques en fonction de la longueur d'onde et courbe de dispersion résultante, en utilisant une lampe halogène et 2 modulateurs électro-optiques.

Dans toutes les configurations présentées ci-dessus, les résultats ont été obtenus en utilisant un canal de référence électrique. La stabilité des mesures effectuées avec un canal de référence optique doit être donc encore meilleure. D'autre part, le niveau des perturbations électro-magnétiques, créant une composante parasite s'ajoutant déphasée au signal utile, a été mesuré. Une très faible contribution a pu être décelée, valant approximativement 5% du signal limite considéré comme mesurable. Les investigations menées pour cerner le point critique du circuit ont abouti à la conclusion qu'il s'agit en fait d'une fuite à l'intérieur même de l'amplificateur lock-in, cette composante parasite étant toujours présente quand le câble amenant le signal de mesure est débranché. Les perturbations propres au circuit de l'expérience sont donc infimes et négligeables.

Les résultats présentés dans cette section sont les données brutes provenant directement de l'expérience, c'est-à-dire qu'elles ne sont pas traitées par un algorithme destiné à corriger les effets d'assymétrie du spectre sur la mesure. Cette correction a été effectuée sur des données mesurées dans une configuration expérimentale critique, c'est-à-dire où la source est une LED. L'effet global sur la courbe de dispersion chromatique de la correction, qui est indépendante de la longueur de la fibre selon (5.14), est le suivant: les ordres de grandeur des modifications observées sur la longueur d'onde de dispersion nulle et sur la valeur de la dispersion sont respectivement de 1 nm et de 0,1 ps/nm·km. Cette correction n'apporte donc pas des modifications notables sur la courbe de dispersion ajustée.

RESUME DU CHAPITRE

La méthode de mesure de la dispersion chromatique par double modulation optique utilise les variations de phase d'une modulation sinusoïdale de la lumière pour évaluer les retards de propagation. L'originalité de la méthode réside dans la seconde modulation de la lumière effectuée à la sortie de la fibre, avant la détection. Cette seconde modulation en intensité a pour effet de diviser le signal lumineux en deux nouvelles composantes de fréquence différente, conservant les variations de phase du signal d'origine. Comme cette seconde modulation s'effectue à une fréquence arbitraire, cette dernière est choisie pour qu'une des nouvelles composantes soit à basse fréquence. Cet artifice permet ainsi la détection et la mesure

proprement dite à basse fréquence, ce qui a pour conséquence une très grande immunité au bruit et aux perturbations électro-magnétiques, en plus d'une stabilité et d'une réserve de signal très améliorée.

Il est possible de démontrer que les variations de la phase de ce signal dépendent linéairement des retards de propagation, à la condition que la distribution spectrale de la lumière au niveau du détecteur soit symétrique. Dans le cas contraire, une correction peut être apportée.

Deux façons de moduler à haute fréquence le signal lumineux ont été testées: à l'aide d'un modulateur acousto-optique et avec un modulateur électro-optique intégré. Les performances de ce dernier sont supérieures dans tous les domaines. D'autre part, deux types de source ont été utilisés: soit des LED, qui offrent l'avantage de pouvoir être modulées directement, soit une lampe halogène, à laquelle est adjoint un autre modulateur de type identique. Dans la configuration expérimentale utilisant une LED et un modulateur électro-optique, une fibre présentant une atténuation totale de 33 dB peut être mesurée à la longueur d'onde où la source est la plus intense. L'écart quadratique sur la mesure du temps de propagation dans cette même configuration est de 0,93 ps, ce qui signifie que la résolution de 1 ps/km sur le retard de propagation est déjà atteinte avec moins d'un kilomètre de fibre. En utilisant une seconde LED couplée optiquement à la première, des mesures entre 1200 et 1630 nm ont pu être effectuées sur 3,8 m de fibre.

Par ailleurs, il a été possible de mesurer plusieurs kilomètres de fibre avec comme source une lampe halogène, ce qui constitue à notre connaissance les seules mesures de dispersion chromatique sur de longs tronçons avec une émission thermique de lumière.

VI CONCLUSION

La mesure de la dispersion chromatique des fibres optiques ne guidant qu'un seul mode transversal était réputée devoir utiliser une infrastructure expérimentale très délicate, associée à un appareillage électronique de mesure ultra-rapide. Les deux configurations expérimentales présentées dans le cadre de ce travail infirment cette réputation, dans le sens qu'elles utilisent une infrastructure simple et robuste nécessitant une instrumentation ordinaire à basse fréquence.

Ceci a pu être réalisé en faisant l'effort au niveau de la conception de ne pas trop s'attacher aux conséquences pratiques de la dispersion, c'est-à-dire à la différence de temps de propagation des composantes spectrales d'une impulsion provoquant son étalement. La recherche a plutôt été orientée sur d'autres effets mettant en évidence la dispersion, dans l'espoir de pouvoir la mesurer de façon conceptuellement moins directe, mais plus simple et plus précise dans la réalisation. Ainsi, la méthode interférométrique utilise les propriétés de cohérence temporelle limitée de la lumière chaotique, et la méthode par double modulation exploite le déplacement cohérent de fréquence opéré par la modulation.

D'autre part, au niveau de la mise en oeuvre, en plus du recours systématique à des schémas optiques "tout-fibre", l'instrumentation électronique analogique a été réduite à sa part la plus congrue, en transformant le plus possible par des procédés optiques l'information portée par le signal pour le rendre propre à la mesure par un appareillage simple. Cette manière de procéder exploite l'avantage de l'immunité au bruit et aux perturbations électromagnétiques de l'information portée par des ondes lumineuses. Par ailleurs, un gain appréciable de précision a pu être apporté en informatisant la prise de données, ce qui a permis d'effectuer des réductions statistiques des fluctuations.

Les méthodes de mesure décrites dans ce travail ont été utilisées dans le cadre restreint de l'évaluation de la dispersion des fibres optiques. Toutefois, les techniques proposées peuvent être exploitées dans d'autres domaines. Ainsi, la méthode interférométrique a déjà été utilisée pour

l'évaluation des propriétés dispersives des dispositifs d'optique intégrée²⁵. Quant à la méthode par double modulation optique, elle peut s'appliquer dans beaucoup de situations où il est nécessaire de connaître le temps de parcours de la lumière, par exemple pour mesurer des distances ou des variations de longueur optique. Le principe de base peut également s'appliquer lorsqu'il est nécessaire d'effectuer une démodulation performante d'un signal lumineux de haute fréquence.

Les perspectives d'avenir des méthodes proposées dans cette thèse appartiennent déjà au présent, puisqu'elles font l'objet d'un développement industriel pour la fabrication d'appareillages, qui apparaissent sur le marché ou sont en voie de l'être.

²⁵ K.Okamoto et al, Optics Letters, p.65-67, (1988)

VII PUBLICATIONS, CONFERENCES ET BREVET

Les **publications** suivantes recouvrent et complètent les travaux présentés dans cette thèse:

- 1) L. Thévenaz, J.P. Pellaux, J.P. von der Weid, " All-fiber interferometer for chromatic dispersion measurements ", IEEE J. Lightwave Technol., **LT-6**, pp. 1-7, (1988)
- 2) J.P. von der Weid, L. Thévenaz, J.P. Pellaux, " Interferometric measurements of chromatic and polarization mode dispersion in highly birefringent single-mode fibres ", Electron. Letters, **23**, pp. 151-152, (1987)
- 3) L. Thévenaz, V. de Coulon, J.P. von der Weid, " Polarization-mode interferometry in birefringent single-mode fibers ", Optics Letters, **12**, pp. 619-621, (1987)
- 4) L. Thévenaz, J.P. Pellaux, " Modulation frequency-shift technique for dispersion measurements in optical fibres using LEDs ", Electron. Letters, **23**, pp. 1078-1079, (1987)
- 5) L. Thévenaz, J.P. Pellaux, " Group delay measurement in single-mode fibers with true picosecond resolution using double optical modulation ", soumis à IEEE J. Lightwave Technol., (1988).

D'autre part, des présentations dans des **conférences** ont donné lieu à la publication des résumés suivants:

- 6) L. Thévenaz, J.P. Pellaux, J.P. von der Weid, " Birefringence characterization of fibres without polarizer ", in Proceedings of 13th European Conference on Optical Communications, Helsinki, Vol. I, pp. 205-208, (1987)
- 7) L. Thévenaz, J.P. Pellaux, " Shifted modulation frequency technique for chromatic dispersion measurements ", in Technical Digest of 1987 Annual Meeting of the Optical Society of America, Rochester, contribution WY6, pp. 98, (1987)

- 8) L. Thévenaz, J.P. Pellaux, " Modulation frequency-shift technique for dispersion measurements in optical fibers ", in OFC'88 Technical Digest, Optical Fiber Communications conference, New Orleans, contribution WM2, (1988).

Le **brevet d'invention** suivant a par ailleurs été déposé :

J.P. Pellaux, J.P. von der Weid, L. Thévenaz, " Procédé pour mesurer la dispersion chromatique d'une fibre optique et appareil pour la mise en oeuvre de ce procédé ", n° 86 09704 (France), 2 juillet 1986