

Zeitschrift:	Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins, des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen = Bulletin de l'Association suisse des électriciens, de l'Association des entreprises électriques suisses
Herausgeber:	Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätsunternehmen
Band:	78 (1987)
Heft:	15
Artikel:	Un outil de CAD pour fibres optiques monomodes
Autor:	Kotrotsios, G. / Parriaux, O.
DOI:	https://doi.org/10.5169/seals-903896

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 14.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Un outil de CAD pour fibres optiques monomodes

G. Kotrotsios, O. Parriaux

Les fibres optiques monomodes prennent une part croissante en télécommunications et dans le domaine des capteurs. Les caractéristiques principales d'une fibre sont gouvernées par la distribution du profil d'indice de réfraction de son cœur. Un outil de conception assistée par ordinateur basé sur la résolution numérique de l'équation d'onde vectorielle à l'aide d'un PC est présenté ici.

Der Anteil der Monomode-Lichtleiterfasern in der Telekommunikation nimmt ständig zu. Die Hauptcharakteristiken einer solchen Faser werden bestimmt durch die Brechungsindexverteilung seiner Kernfaser. In diesem Beitrag wird ein Hilfsmittel zur Dimensionierung von Monomodefasern beschrieben, das auf der numerischen Lösung der vektoriellen Wellengleichung basiert.

Adresse der Autoren

G. Kotrotsios et O. Parriaux, Centre suisse d'électronique et de microtechnique CSEM, recherche et développement, Maladière 71, 2000 Neuchâtel.

G. Kotrotsios est stagiaire de l'ENSIEG, Institut national polytechnique de Grenoble.

1. Introduction

Il est maintenant établi que les fibres monomodes vont prendre une part importante du marché des télécommunications grâce aux progrès rapides de la technologie de fabrication. Cette tendance a abouti à la définition de tâches nouvelles en caractérisation et en conception. Alors que dans le cas des fibres multimodes le profil d'indice de réfraction est un paramètre déterminant, il n'en fut pas de même, au début, pour les fibres monomodes, où l'on adopta des grandeurs électromagnétiques, comme le diamètre de mode, plutôt que des grandeurs géométriques pour les caractérisations essentielles et pour la fixation des standards.

Il n'en est plus de même aujourd'hui, au moment où il s'agit d'exploiter au maximum les possibilités offertes par les transmissions monomodes, où les perspectives de systèmes «tout-fibre» comparables dans leur structure aux systèmes micro-ondes ne sont plus très lointaines [1], et où les applications des effets non-linéaires requerront des conditions de propagation très précises [2]. Dans la plupart de ces applications futures, on se trouvera devant la nécessité de produire de façon contrôlée des caractéristiques de dispersion prescrites. Le producteur de fibres n'a pas d'autre moyen d'action que le contrôle du profil d'indice. Il doit non seulement le mesurer mais il doit disposer d'un outil de synthèse permettant de prévoir, corriger un profil, et examiner la stabilité d'une solution technologique. Cet outil de synthèse est le calcul des constantes de propagation, de leurs variations par rapport aux paramètres opto-géométriques de la fibre, de la forme des champs ainsi que des grandeurs électromagnétiques utilisées jusqu'à maintenant. Ce problème n'est pas nouveau. Il a été traité en Suisse au niveau académique [3; 4], appliqué au calcul

de la bande passante de fibres multimodes [5]. Le but de cette contribution est de spécifier une telle technique aux problèmes actuels et futurs de la fibre monomode et de démontrer son application comme outil de conception.

2. La méthode de calcul

Le principe est la résolution numérique de l'équation de dispersion [5] du mode considéré avec un profil d'indice à symétrie circulaire donné par l'expression:

$$n = n(r) \quad (1)$$

L'équation de dispersion est obtenue par la décomposition du profil d'indice de réfraction réel en une fonction escalier, puis la définition dans chacun des N anneaux homogènes d'une matrice de transition, et enfin le raccord à la frontière cœur-gaine [5] de la solution numérique ainsi obtenue dans le cœur et de la solution exacte dans la gaine. L'indice effectif n_e d'un mode propagé est calculé par recherche numérique du zéro de l'équation de dispersion. L'équation d'onde considérée est l'équation vectorielle, qui est résolue sans faire l'approximation de faible guidance (l'accroissement d'indice dans le cœur peut être important). L'obtention de la dispersion chromatique $D(\lambda)$ en fonction de la longueur d'onde λ s'effectue en faisant la dérivation analytique d'un polynôme du deuxième degré, trouvé par «curve fitting» local.

Le programme tourne sur Olivetti M24 en langage compilé (Basic Microsoft), sur Apple IIe (Basic Applesoft, interprété) et sur HP87 en Basic interprété. Il fournit une courbe de dispersion chromatique $D = D(\lambda)$ avec une vingtaine de points dans la longueur d'onde de points entre 1,25 et 1,6 μm en $N = 80$ itérations radiales pour l'es-

timation de la fonction de dispersion en 6 min et 30 s sur Olivetti M24 par exemple.

En option, le programme calcule et dessine les composantes des champs normalisés à la puissance propagée de 1 W, le diamètre du mode, ainsi que les longueurs d'onde de coupure des modes supérieurs.

3. La dispersion en fibre monomode

Si l'on suppose dégénérées les deux modes de polarisation (symétrie circulaire parfaite), la dispersion dans une fibre monomode est essentiellement une dispersion chromatique en ce sens qu'elle n'existe que du fait de la largeur spectrale non nulle de la source et que celle-ci est modulée; les différentes composantes du spectre de la source modulée se propagent à des vitesses de groupe v_g différentes. La dispersion s'exprime usuellement en picosecondes d'élargissement d'impulsion par nanomètre de largeur spectrale et par kilomètre de longueur de fibre et est donnée par l'expression [6]:

$$D = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{1}{V_g} \right) \quad (2a)$$

avec

$$V_g = \left(\frac{\partial b}{\partial \omega} \right)^{-1} \quad (2b)$$

$$b = n_e k_0 = n_e \omega / c \quad (2c)$$

$$k_0 = 2\pi / \lambda \quad (2d)$$

On gagne

$$D = -\frac{1}{c} \frac{d}{d\lambda} \left[n_e - \lambda \frac{dn_e}{d\lambda} \right] \quad (2e)$$

β est la constante de propagation, n_e l'indice effectif du mode dominant HE11, k_0 le vecteur d'onde dans l'espace libre à la longueur d'onde λ , et ω la fréquence angulaire.

Pour un signal de largeur spectrale équivalente $\Delta\lambda$ et une longueur de fibre L , l'élargissement temporel d'impulsion $\Delta\tau$ est donné par

$$\Delta\tau = D \cdot \Delta\lambda \cdot L \quad (3)$$

Il y a deux sources bien distinctes de dispersion dans D . Elles sont pédagogiquement décrites à la figure 1, illustrant la constante de propagation β en fonction de ω pour le mode fondamental. En 1a, le cœur et la gaine ont un indice n_c et n_{cl} indépendant de la fréquence optique. La courbe s'appuie à basse fréquence sur la droite de dispersion d'une onde plane dans la gaine, de pente n_{cl}/c . A haute fréquence, elle s'appuie sur la droite de pente n_c/c d'une onde plane dans un milieu infini ayant l'indice du cœur. v_g est l'inverse de la tangente à la courbe de $\beta(\omega)$. Sa variation en terme de la longueur d'onde est la *dispersion de guide*. En figure 1b est illustré l'effet de la *dispersion de matériau* qui est de rendre courbes les droites d'appui citées plus haut et donc de rajouter un effet de courbure à la courbe de dispersion.

Le terme «dispersion de matériau» est quelque peu impropre, car si l'essentiel de la variation d'indice dans le cœur est dû au dopage de la silice, la contribution de l'effet photoélastique n'est pas négligeable, non plus que la

variation en température de ce dernier. On convient en général cependant d'exprimer la dépendance de l'indice en la concentration x de dopant au moyen des expressions [7]:

$$n^2 - 1 = \sum_{i=1}^3 \frac{[SA_i + x(GA_i - SA_i)]\lambda^2}{\lambda^2 - [Sl_i + x(GL_i - Sl_i)]^2} \quad (4)$$

où SA_i , Sl_i sont les coefficients de Sellmeier pour la silice; GA_i , GL_i sont les mêmes coefficients pour le *GeO₂*. Les valeurs de ces coefficients sont [7]:

$SA_1 = 0,696166$	$GA_1 = 0,806866$
$SA_2 = 0,407942$	$GA_2 = 0,718158$
$SA_3 = 0,897479$	$GA_3 = 0,854168$
$Sl_1 = 0,068404 \mu\text{m}$	$Gl_1 = 0,689726 \mu\text{m}$
$Sl_2 = 0,116241 \mu\text{m}$	$Gl_2 = 0,153966 \mu\text{m}$
$Sl_3 = 9,896161 \mu\text{m}$	$Gl_3 = 11,841931 \mu\text{m}$

Il est cependant habituel de n'exprimer que l'indice de la silice à partir des coefficients de Sellmeier, la différence étant considérée constante, ce qui est très près de la réalité.

Le présent programme utilise cette méthode pour exprimer les indices qui apparaissent dans la fonction $n = n(r)$.

4. Fibres à zéro de dispersion chromatique déplacé

Il est bien connu qu'une concentration croissante de *GeO₂* dans la silice du cœur accroît l'écart d'indice cœur-gaine et déplace le zéro de dispersion chromatique vers de plus grandes longueurs d'onde, le zéro de dispersion de la silice du cœur étant voisin de 1,3 μm, celui du *GeO₂* voisin de 1,74 μm [7].

Ce cas désormais classique est montré en exemple à la figure 2 avec le profil d'indice considéré, qui est un profil parabolique. La courbe 2a correspond à l'effet cumulé des deux dispersions de guide et de matériau. La courbe 2b illustre le changement de la courbe 2a dû à la présence d'un trou central d'indice de rayon $a/5$ (a rayon du cœur) de différence d'indice avec la gaine égale à 0,0025 au lieu de 0,005.

5. Fibres à dispersion compensée

Bien qu'impliquées de manière non séparable à l'intérieur de la dispersion effective n_e , les dispersions de matériau et de guide peuvent être séparées

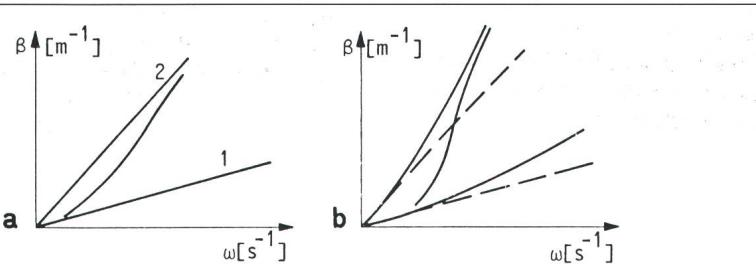


Figure 1 Illustration des deux sources de dispersion

β Constante de propagation c Vitesse de la lumière n_{cl} Indice de la gaine
 ω Fréquence optique n_c Indice du cœur

a Avec un indice de réfraction indépendant de la fréquence optique, la courbe de dispersion $\beta(\omega)$ se trouve entre les deux droites de pente n_{cl}/c (1) et n_c/c (2).

b La dispersion de matériau ($n_{cl}(\omega)$, $n_c(\omega)$) incurve les droites d'appui vers le haut aux fréquences croissantes dans le visible et proche infra-rouge pour la silice.

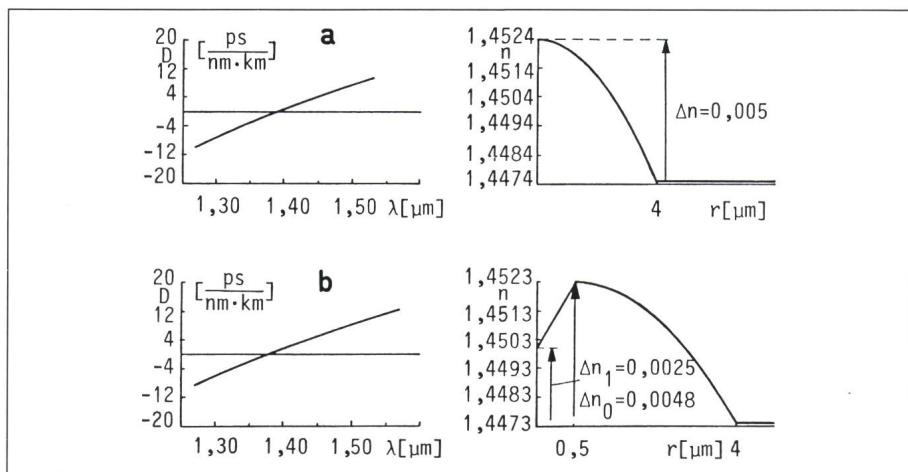


Figure 2 Déplacement du zéro de dispersion chromatique dû à la présence d'un trou central

D Dispersion λ Longueur d'onde a Rayon du cœur
 n Indice de réfraction r Distance radiale
a Dispersion chromatique d'une fibre avec un profil parabolique représenté à droite, $a = 4 \mu\text{m}$, $\Delta n = 0,005$.
b Dispersion chromatique pour la même fibre avec un trou central de rayon $a/5$ et de profondeur $\Delta n_1 = 0,0025$ représenté à droite.

en pratique [6], donnant du mécanisme de dispersion chromatique totale la représentation simple de la somme de deux effets. La figure 3 montre, pour une fibre à saut d'indice à $\Delta n = 0,005$ et $r = 3,8 \mu\text{m}$, l'erreur que l'on fait en calculant la dispersion totale en faisant la somme des deux dispersions de matériau et de guide au lieu du calcul direct des deux dispersions non séparées. On voit que l'erreur est négligeable. Cette même figure 3 suggère par ailleurs l'idée d'une compensation possible sur une région étendue du spectre des deux dispersions. Plusieurs études ont déjà été effectuées dans ce sens [8; 9], le problème posé étant celui de la recherche d'un profil d'indice compensant la dispersion de matériau.

L'idée initiale [9] était d'utiliser la propriété d'une fibre à profil en W de causer une détente du mode lorsque son indice effectif s'approche de l'indice de la gaine. La figure 4a montre, pour une configuration déjà optimisée [9], l'effet de compensation. Cette configuration souffre toutefois de nombreux handicaps. La sensibilité aux cour-

bures sera importante du fait que le mode est relativement près de sa condition de coupure. D'autre part, la condition de compensation est critique. Les figures 4a, b, c montrent, que l'effet de l'existence d'un trou central de rayon $a/5$ et de différence d'indice de 0,005 au lieu de 0,0063 (courbe 4b) est relativement faible alors que l'effet de la largeur du fossé latéral est beaucoup plus important (courbe 4c). Il est possible de provoquer le même type de détente modale en plaçant une couronne de haut indice de réfraction autour du cœur, empêchant la fuite du mode. Une nouvelle configuration est actuellement à l'étude [10] où, en plus de la présence d'une couronne de haut indice, le profil central est de type triangulaire. La figure 5 illustre la dispersion chromatique dans une telle fibre (courbe 5a). La courbe 5b montre l'effet du tronquage du profil triangulaire et la courbe 5c celui d'une erreur sur le rayon du cœur.

Les possibilités de façonnage de la dispersion n'en sont qu'en leur début et il existe là tout un champ à explorer où la notion même de guidage des ondes pourra être enrichie par un certain degré de guidage de Bragg [11]. En guise de vision futuriste, la figure 6 illustre la dispersion d'une fibre de Bragg.

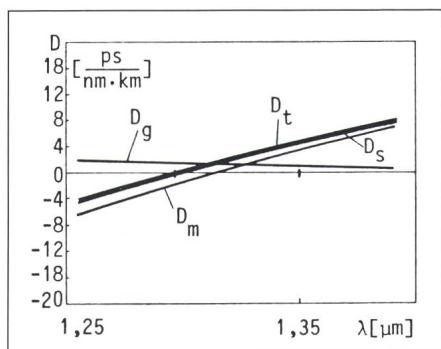


Figure 3 Séparation des dispersions de matériau et de guide

La somme D_t de la dispersion du matériau D_m et de la dispersion du guide D_g est pratiquement égale à la dispersion totale D_t pour le cas d'une fibre à saut d'indice ($r = 3,8 \mu\text{m}$, $\Delta n = 0,005$).

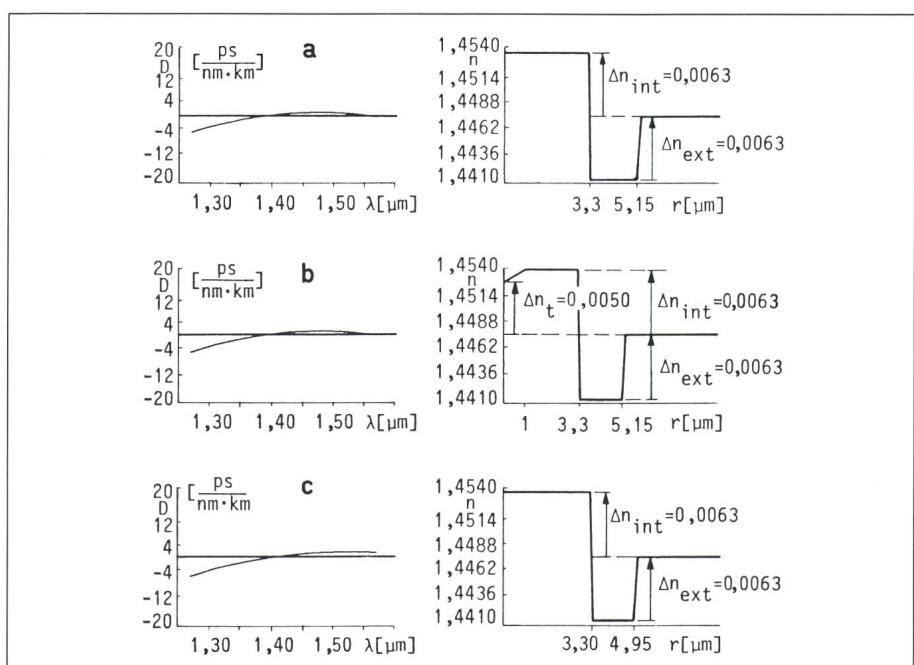


Figure 4 Compensation de la dispersion à l'aide des fibres à profil en W

a Dispersion totale dans une fibre à profil W déjà optimisé pour compensation ($r_{\text{int}} = 3,3 \mu\text{m}$, $r_{\text{ext}} = 5,15 \mu\text{m}$, $\Delta n_{\text{int}} = 0,0063$, $\Delta n_{\text{ext}} = 0,0063$).
b Modification due à un trou central de rayon $r = a/5$ et de profondeur $\Delta n_t = 0,0013$.
c Effet d'une erreur de 0,2 μm sur la largeur du fossé latéral ($r_{\text{ext}} = 4,95 \mu\text{m}$).

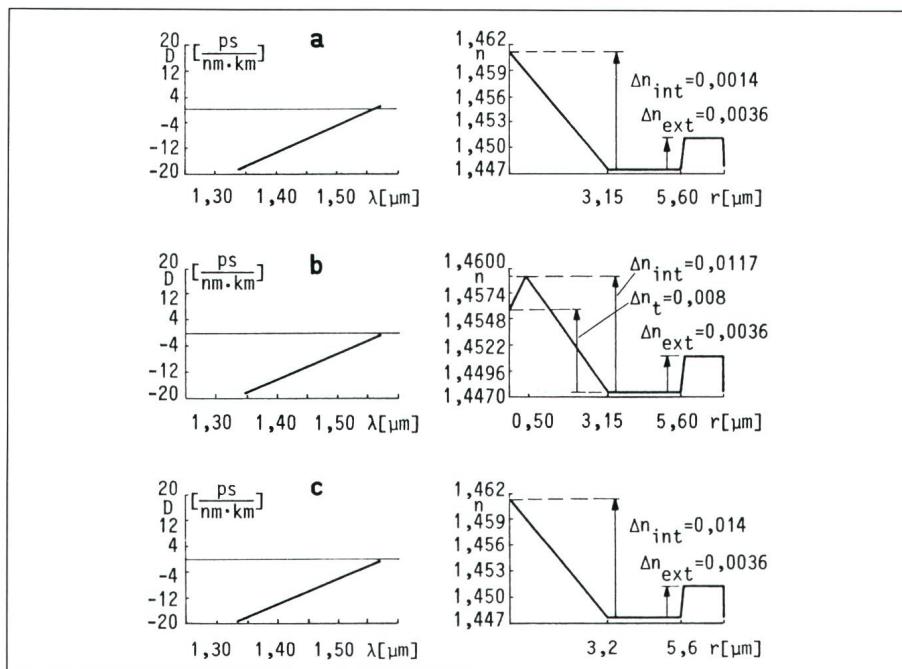


Figure 5 Dispersion dans une fibre à profil central triangulaire avec une couronne de haut indice

- a Fibre à profil d'indice triangulaire ($\Delta n_{int} = 0,014$, $\Delta n_{ext} = 0,0036$, $r = 3,15$, longueur d'onde de coupure = $1,2851 \mu\text{m}$).
- b Effet d'un trou central de rayon $0,5 \mu\text{m}$ et de profondeur de $\Delta n_t = 0,006$ sur la dispersion totale.
- c Effet d'une erreur sur le rayon de $0,05 \mu\text{m}$ sur la dispersion totale.

6. Amplificateur optique à quatre photons

Le mélange à quatre photons est l'un des effets non-linéaires présents dans une fibre optique [12]. Il a déjà été observé et étudié dans les fibres multimodes du fait que la relation d'accord de phase qui le conditionne est à coup sûr assurée dans une fibre multimode où existe une profusion de modes [13]. Très récemment, cet effet a été utilisé en fibre monomode pour l'amplification optique, où la condition d'accord de phase est assurée et contrôlée par un effet thermique [12]. Là également, la condition d'accord de phase doit pouvoir être favorisée, sélectivement ou non, par un façonnage approprié des propriétés de dispersion de la fibre.

Les deux conditions pour le mélange à quatre photons portent sur la conservation de l'énergie: $2\omega_0 = \omega_1 + \omega_2$, où ω_0 , ω_1 et ω_2 sont les fréquences angulaires optiques des photons de pompe, de signal et de l'idler respectivement, et sur la conservation de l'impulsion: $2\beta_0 = \beta_1 + \beta_2$, où β_0 , β_1 , β_2 sont les constantes de propagation à ω_0 , ω_1 et ω_2 . Une amplification à large bande devrait pouvoir être réalisée si la condition d'accord de phase est satisfaite sur un large domaine spectral. Autrement

dit, la pente de la courbe $\beta = \beta(\omega)$ doit être constante, ce qui s'exprime par la relation:

$$\frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right) = 0 \quad (5)$$

En utilisant (2c) la condition (5) s'exprime:

$$\frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right) = - \frac{\lambda^2}{2nc^2} \frac{d}{d\lambda} \left[n_e - \lambda \frac{dn_e}{d\lambda} \right] \quad (6)$$

A un facteur multiplicatif près, cette condition est la même que celle assurant une compensation de la dispersion. Elle est illustrée par la figure 7a pour la fibre en W optimisée en compensation de dispersion, dont le profil est donné à la figure 4b, et par la figure 7b concernant la fibre à profil d'indice parabolique (fig. 2a) (l'ordonnée des fig. 7a et 7b est en $\text{ps} \cdot \text{s/m}$).

Il est par conséquent indiqué de s'orienter vers des fibres compensées en dispersion pour l'effet d'amplification à quatre photons puisqu'elles permettent de s'approcher de la condition d'accord de phase à une large bande spectrale. Il faut considérer toutefois que la condition d'accord de phase en mélange à quatre photons est très exigeante et qu'une vérification expérimentale devrait plutôt viser un domaine spectral restreint et non toute la fenêtre de longueur d'onde $1,3 \dots 1,6 \mu\text{m}$. Comme dans le cas de la fibre monomode à dispersion chromatique compensée, un choix judicieux d'un profil d'indice doit permettre d'assurer la condition d'accord de phase sur un domaine de longueur d'onde prescrit.

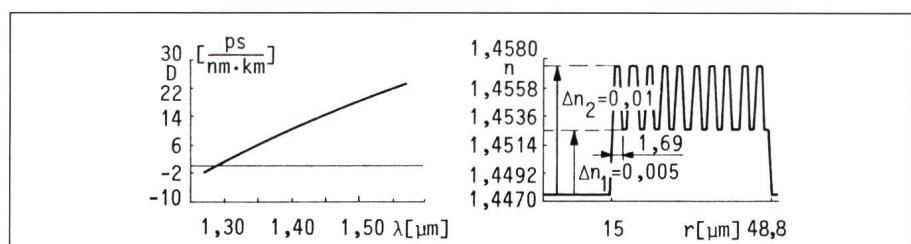


Figure 6 Dispersion chromatique d'une fibre de Bragg

Couche centrale de $15 \mu\text{m}$, couches intermédiaires de $1,69 \mu\text{m}$, $\Delta n_1 = 0,005$, $\Delta n_2 = 0,01$, indice effectif 1,4518, nombre total de couches 21, nombre azimutal $m = 0$.

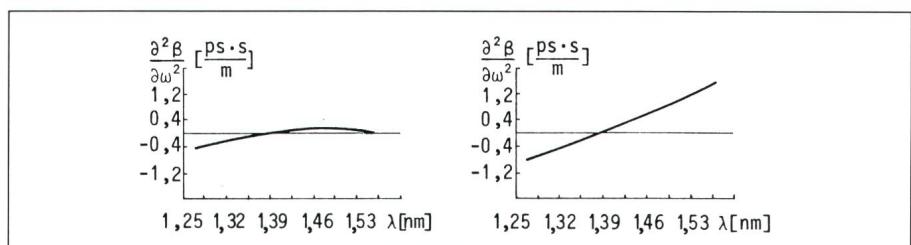


Figure 7 Amplification à large bande

La condition de conservation d'énergie et d'impulsion sur large bande spectrale pour le processus de «Four Wave Mixing» (mélange à quatre photons).

a Courbe correspondant au profil de la figure 4a

b Courbe correspondant au profil de la figure 2a

7. Représentation du champ proche

La distribution du champ modal sur une section transverse du cœur est importante à plus d'un titre: elle permet de calculer le diamètre de spot, duquel dépendent les propriétés essentielles de propagation dans une fibre à profil d'indice quelconque [14]; par ailleurs, la mesure de la distribution transverse du champ permet la reconstitution du profil d'indice [15] et, par conséquent, le calcul de la longueur d'onde de coupure du mode supérieur LP11 (super-

position des modes propres TE01, TM01 et HE21) en résolvant l'équation de dispersion pour le ou les modes concernés à la coupure (i.e. lorsque l'indice effectif tend vers l'indice de la gaine) en utilisant le profil d'indice mesuré [16]; la même mesure, effectuée à différentes longueurs d'onde, donne également accès à la dispersion modale [17].

La figure 8a représente le champ électrique transverse du mode fondamental HE11 dans une fibre à saut d'indice bi-modale: le champ électrique transverse des modes TE01, TM01 et HE21. Il est représenté pour

la même fibre dans les figures 8b, 8c et 8d respectivement. Les figures 8e et 8f représentent le mode polarisé linéairement, LP11 obtenu par superposition des modes propres (8e: TE01 + HE21, 8f: TM01 + HE21). Le mode LP11 présente actuellement peu d'intérêt en télécommunications en dehors de sa longueur d'onde de coupure, mais il devrait permettre d'intéressantes applications de multiplexage modal à l'usage des capteurs à fibres optiques.

8. Conclusion

Une méthode de calcul des caractéristiques des fibres monomodes (dispersion du guide ou dispersion totale, longueur d'onde de coupure, carte du champ proche, diamètre du mode) a été établie. Cette méthode est basée sur la solution d'équation d'onde vectorielle et ne nécessite comme données que le profil d'indice circulairement symétrique et les coefficients de Sellmeier.

Bibliographie

- [1] C.G. Atkins a.o.: Applications of Brillouin amplification in coherent optical transmission. *Electronics Letters* 22(1986)10, p. 556...558.
- [2] J.P. Pocholle a.o.: Raman and four photon mixing amplification in single mode fibers. *Optical Engineering* 24(1985)4, p. 600...608.
- [3] O. Parriaux and F.E. Gardiol: Propagation of guided electromagnetic waves in symmetrical circularly cylindrical structures. *Wave Electronics* 1(1974/76), p. 363...380.
- [4] J.-D. Decotignie et F.E. Gardiol: Méthodes d'analyse de la propagation dans les fibres optiques. *Bull. ASE/UCS* 70(1979)15, p. 830...837.
- [5] F. Bernoux and O. Parriaux: Bandwidth calculation in actual multimode fibers. *Journal of Optical Communications* 5(1984)2, p. 56...62.
- [6] L.B. Jeunhomme: Single-mode fiber optics. New York/Basel, Marcel Dekker Inc., 1983.
- [7] J.W. Fleming: Dispersion in $\text{Ge}_2\text{-Si}_2\text{O}_5$ glasses. *Applied Optics* 23(1984)24, p. 4486...4493.
- [8] K. Okamoto a.o.: Dispersion minimisation in single mode fibres over a wide spectral range. *Electronics Letters* 15(1979)22, p. 729...731.
- [9] M. Monerie: Propagation in doubly clad single-mode fibers. *IEEE Trans. MTT* 30(1982)4, p. 381...388.
- [10] V.A. Bhagavatula, J.E. Ritter and R.A. Modavis: Bend-optimized dispersion-shifted single-mode designs. *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology* 3(1985)5, p. 954...957.
- [11] P. Yeh, A. Yariv and E. Marom: Theory of Bragg fiber. *Journal of the Optical Society of America* 68(1978)9, p. 1196...1201.
- [12] C. Lin a.o.: Phase matching in the minimum-chromatic-dispersion region of single-mode fibers for stimulated four-photon mixing. *Optics Letters* 6(1981)10, p. 493...495.
- [13] R.H. Stolen and W.N. Leibolt: Optical fiber modes using stimulated four-photon mixing. *Applied Optics* 15(1976)1, p. 239...243.
- [14] K. Petermann: Constraints for fundamental-mode spot size for broadband dispersion-compensated single-mode fibres. *Electronics Letters* 19(1983)18, p. 712...714.
- [15] G. Goppa, P. Di Vita and U. Rossi: Characterization of single-mode fibres by near-field measurement. *Electronics Letters* 19(1983)8, p. 293...294.
- [16] M. Ohashi a.o.: Simple approximations for chromatic dispersion in single-mode fibers with various index profiles. *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology* 3(1985)1, p. 110...115.
- [17] G. Goppa a.o.: A new technique for chromatic dispersion measurement in monomode fibres. ECOC-83 - 9th European Conference on Optical Communications, Geneva, 23...26 October 1983; p. 189...192.

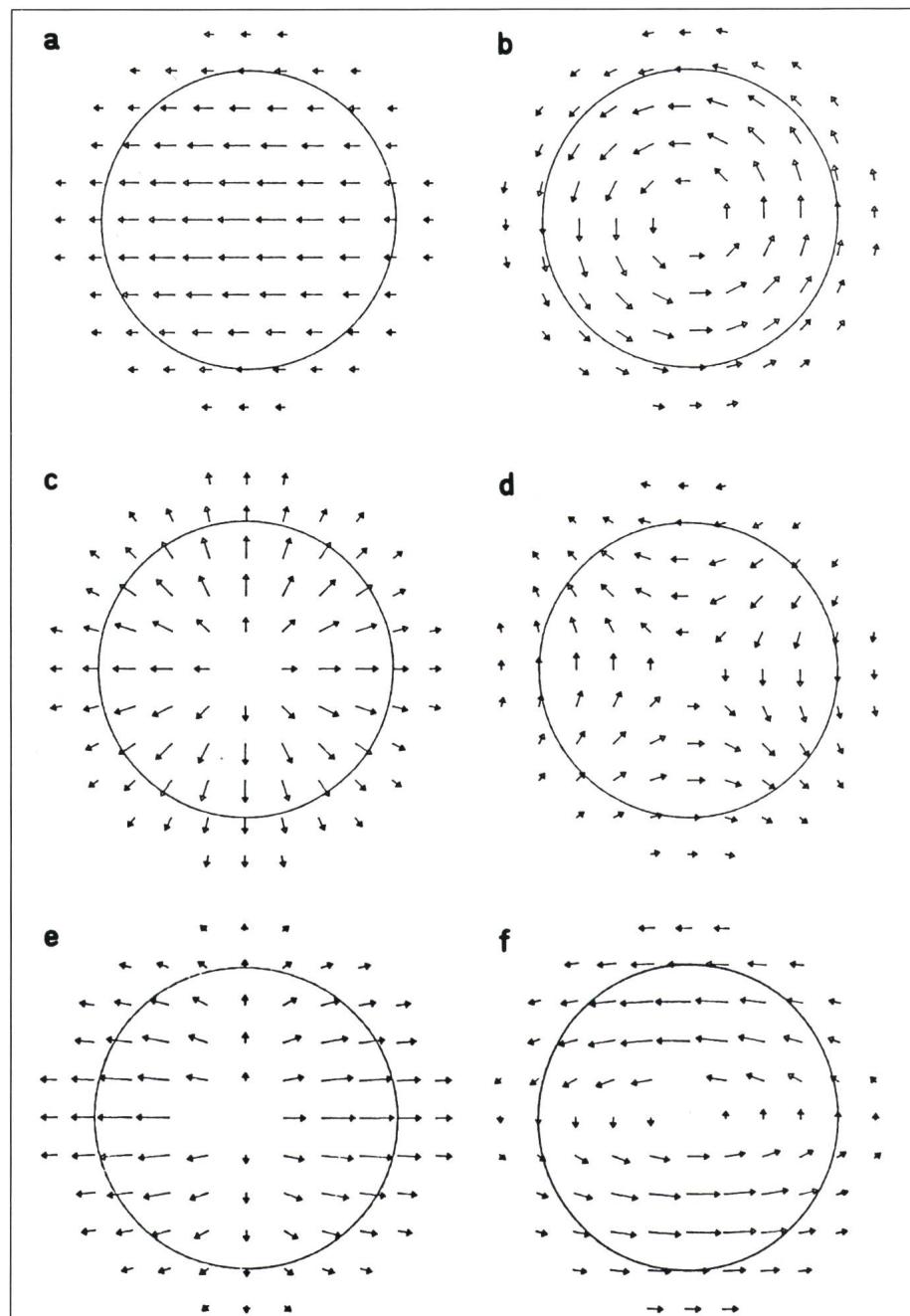


Figure 8 Carte de la distribution du champ à la section transverse d'une fibre

a HE11 b TE01 c TM01 d HE21 e LP11 pair f LP11 impair

Das Sicherheitskabel von Studer

BETAflam®

**BETAflam – die sichere und wirtschaftliche Installation
mit Funktionserhalt im Brandfall**

- flammwidrig
- halogenfrei
- geringste Rauchgasentwicklung
- nicht toxigen

**BETAflam – Starkstrom- und Steuerkabel von
0,75 mm² bis 240 mm² in drei Sicherheitsstufen.**

Verlangen Sie unsere Dokumentation.



Vorbeugen ist

*immer
besser!*



Studer
Draht- und
Kabelwerk AG
4658 Däniken SO

Tel. 062 · 65 82 82
Telex 981 715 sdk ch
Telefax 062 · 65 83 83



ALUCOBOND. Kaum zu glauben, was sich aus dieser farbenfrohen Platte alles machen lässt.

ALUCOBOND: Das sind Verbundplatten mit Deckschichten aus Aluminium. Und Polyäthylen dazwischen. Das Ganze ist auf jeden Fall höchst stabil, völlig plan, absolut spannungsfrei und leicht in Form zu bringen. Durch Biegen, Abkanten, Sägen, Stanzen. In vielen Farben ab Lager ALLEGA.

ALUCOBOND: unglaublich vielseitig anwendbar.

Allega AG
Verkaufsgesellschaft der Schweizerischen Aluminium AG
Buckhauserstrasse 5
8048 Zürich
Telefon 01/497 41 11
Telefax 01/497 43 44
Telex 822 339



ALLEGA für Aluminium 01/497 41 11



9

Un système de surveillance
mobile avec une installation
minimale?
Oui!
Avec des produits Feller!
L'œil électronique pour tous les cas.



WatchCam



Feller AG
CH-8810 Horgen
Tél. 01 725 65 65

Coupon

Oui, je m'intéresse à votre
documentation détaillée.

Nom

Rue

NP, Lieu

Feller AG, 8810 Horgen

SEV 87 WA