

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: 70 (1979)

Heft: 15

Artikel: Méthodes d'analyse de la propagation dans les fibres optiques

Autor: Decotignie, J.-D. / Gardiol, F. E.

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-905410>

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: 15.07.2025

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

Méthodes d'analyse de la propagation dans les fibres optiques

Par J.-D. Decotignie et F.E. Gardiol

681.7.068 : 535.3;

Pour qui désire minimiser la dispersion intermodale, l'analyse de la propagation dans les fibres optiques revêt une importance particulière. On présente ici une revue des méthodes d'analyse en décrivant brièvement pour chacune le principe, les avantages et les inconvénients.

Für die Verringerung der Zwischenmodedispersion ist die Untersuchung der Ausbreitungseigenschaften in den optischen Fasern von grosser Bedeutung. Es wird eine Übersicht über die Berechnungsmethoden gegeben und von jeder das Prinzip sowie die Vor- und Nachteile kurz aufgeführt.

1. Introduction

Le développement spectaculaire actuel des systèmes à fibres optiques résulte de l'amélioration considérable de leurs propriétés de transmission, c'est-à-dire de la réduction de leur affaiblissement et de leur dispersion multimodale.

C'est de plusieurs ordres de grandeur que l'affaiblissement a pu être réduit en dix ans environ, en faisant usage de matériaux extrêmement purs pour la fabrication des fibres [1]. Des fibres n'ayant plus que 1...10 dB/km d'affaiblissement sont devenues disponibles sur le marché. L'affaiblissement d'une fibre optique est de fait devenu inférieur à celui de bien des câbles coaxiaux employés en télécommunications.

Comme on peut le voir en figure 1, des affaiblissements aussi faibles n'apparaissent que pour certaines longueurs d'ondes particulières, les fenêtres. Les fibres en silice présentent une fenêtre à 860 nm environ, qui est la plus couramment exploitée par les systèmes actuels. L'emploi d'une seconde fenêtre, à 1,3 μm , est actuellement à l'étude.

Quand on emploie des lignes de transmission classiques (ligne coaxiale, guide d'ondes, etc.), on limite la bande de fréquence des signaux de façon à ne faire usage que d'un seul mode de propagation, le mode dominant. Pour cela, on choisit les dimensions du guide ou de la ligne telles que le second mode soit évanescence à la plus haute fréquence que peut atteindre le signal. Selon le même procédé, une fibre unimodale fonctionnant à 860 nm devrait avoir une zone centrale (cœur)

Ce travail a été rendu possible grâce à une bourse de l'EPFL dans le cadre d'un échange avec l'Université de Tokyo et un soutien du Fonds National pour la Recherche Scientifique.

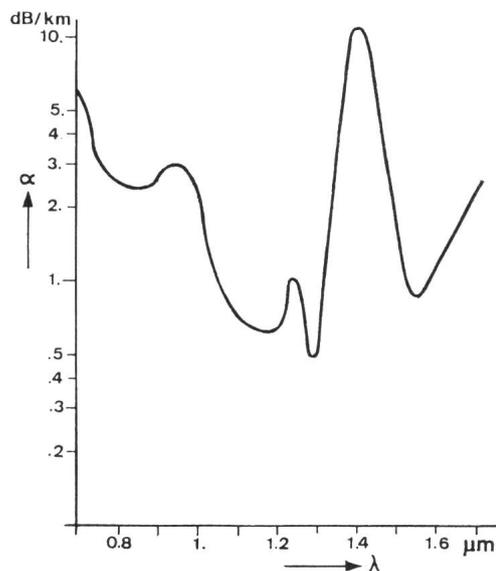


Fig. 1 Pertes dues au matériau dans une fibre unimodale (exemple) [5]
 α pertes en dB par km
 λ longueur d'onde

de moins de 2,7 μm de diamètre (pour une ouverture numérique de 0,12). Une telle fibre est difficile à fabriquer mais, surtout, les connexions entre ces fibres et l'excitation des signaux donnent lieu à de tels problèmes d'alignement que leur usage n'est guère répandu actuellement. La majorité des fibres disponibles maintenant a un cœur de 50...70 μm de diamètre [2]. Elles propagent de ce fait un nombre élevé de modes.

Or, chacun des modes de propagation possède des caractéristiques qui lui sont propres (diagramme de dispersion, fig. 2), et, notamment, une vitesse de groupe. Celle-ci dépend non seulement des propriétés du matériau, mais aussi de la distribution des champs électromagnétiques particulière de ce mode. Si un signal est transmis, en faisant simultanément usage de nombreux modes qui se propagent à des vitesses différentes, il subit une distorsion de phase, qui résulte de la dispersion des caractéristiques. Une impulsion s'étale proportionnellement à la distance parcourue. La dispersion produite par la propagation multimodale s'ajoute à des effets similaires, mais de moindre importance, causés par la dépendance fréquentielle de la permittivité et par la dispersion de chaque mode. Les dispersions limitent le produit longueur \times débit d'information du système: la séparation temporelle entre deux impulsions (inverse du débit) doit être au moins égale à la largeur finale d'une impulsion après sa transmission sur la fibre (proportionnelle à la longueur). Si l'on fait usage de fibres à cœur homogène (à échelon d'indice), qui présentent une dispersion multimodale importante, on obtient une bande passante médiocre, inférieure de beaucoup à ce que l'on pourrait espérer d'un système optique.

On peut réduire la dispersion multimodale en faisant varier de façon continue le profil de la permittivité (fibre à gradient d'indice). La propagation est encore multimodale, mais avec des modes qui ont tous (à peu près) la même vitesse de groupe. Dans le diagramme de dispersion, à la fréquence du signal, les pentes de toutes les caractéristiques doivent être égales (fig. 3). Il s'agit donc de déterminer, parmi toutes les dépendances radiales réalisables pour la permittivité, laquelle permettra de se rapprocher au maximum de cette situation idéale.

Il n'existe pas de moyen exact direct permettant de déterminer analytiquement la relation donnant le profil idéal. Il faut procéder de façon inverse: en partant d'un profil fixé arbitrairement, on analyse la propagation des modes, on obtient le diagramme de dispersion et on détermine les vitesses de groupe. L'opération est répétée avec d'autres profils, et les résultats comparés jusqu'à ce que l'on obtienne empiriquement un optimum. Comme dans beaucoup de problèmes inverses, on ne sait pas si le problème admet une (ou plusieurs) solutions exactes ou, si tel n'est pas le cas, dans quelle mesure il est possible de s'approcher de l'idéal désiré.

Pour pouvoir réduire la dispersion multimodale, il faut donc disposer d'un outil d'analyse, aussi exact que possible,

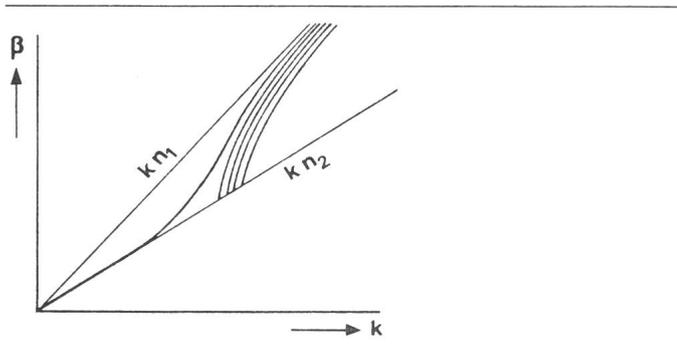


Fig. 2 Exemple de diagramme de dispersion d'une fibre
 Chaque courbe correspond à un mode; seuls les premiers modes sont représentés
 β exposant de propagation
 $k = 2\pi f/c_0$ nombre d'onde
 n_1, n_2 indice de réfraction sur l'axe et dans la gaine de la fibre respectivement
 f fréquence
 c_0 célérité de la lumière

destiné à l'étude d'une onde électromagnétique qui se propage le long d'une fibre optique. Les méthodes développées dans ce but font partie de deux groupes:

- *Etude des champs*: on résout les équations de Maxwell pour le problème inhomogène de la fibre à gradient d'indice en imposant les conditions aux limites. La ou les équations ainsi obtenues sont résolues à l'ordinateur.

- *Etude des rayons*: une onde est remplacée par un rayon équivalent, selon l'approximation de base de l'optique géométrique. Les trajectoires des différents rayons produits par des excitations de différents angles d'incidence sont déterminées. La méthode est approchée et n'est en général applicable qu'à des modes éloignés de la fréquence de coupure; des termes correctifs permettent d'étendre la zone d'application.

Le présent article présente les principales méthodes de calcul de fibres optiques radialement inhomogènes. Il est principalement consacré aux techniques d'étude des champs, et présente également le principe de base de la méthode des rayons. On limite ici l'étude à une dépendance radiale de la permittivité ϵ , qui correspond à la symétrie obtenue par les procédés habituels de fabrication des fibres.

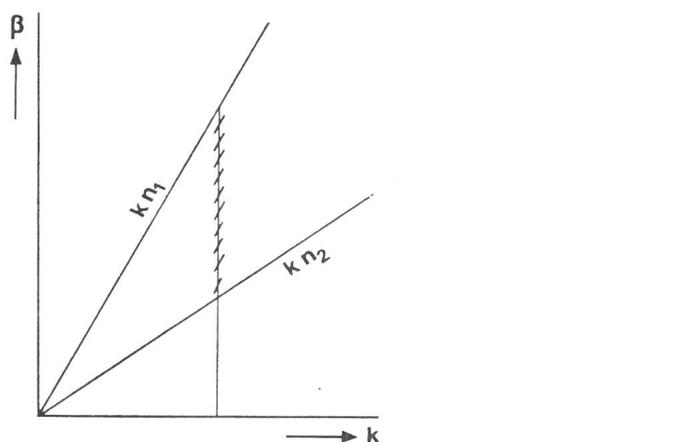


Fig. 3 Situation idéale: modes à vitesse de groupe identique
 n_1, n_2 indice de réfraction sur l'axe et dans la gaine de la fibre
 k nombre d'onde $= 2\pi f/c_0$
 β exposant de propagation
 f fréquence
 c_0 célérité de la lumière

2. Description du modèle

On considère une fibre uniforme dans la direction de propagation z , présentant en plus une symétrie de rotation (fig. 4). La fibre se compose d'une zone centrale de rayon a , qui est radialement inhomogène (fibre à gradient d'indice $\epsilon = \epsilon(\rho/a)$), entourée d'une gaine homogène (cladding). On la suppose formée de matériaux sans pertes. Si $f(\rho/a)$ représente la variation de la permittivité, on peut écrire

$$\epsilon(\rho/a) = \epsilon_1 \{1 - 2\Delta f(\rho/a)\} \quad \rho < a \quad (1)$$

$$\epsilon(\rho/a) = \epsilon_2 = \epsilon_1 (1 - 2\Delta) \quad \rho > a \quad (2)$$

avec $f(0) = 0, f(1) = 1$ et $\Delta = (\epsilon_1 - \epsilon_2) / 2 \epsilon_1$.

La fibre propage un signal sinusoïdal de pulsation $\omega = 2\pi f$, dont les champs ont une dépendance du temps représentée en notation complexe par $\exp(j\omega t)$ [3].

3. Le concept de mode

La résolution des équations de Maxwell pour une fibre optique (en tenant compte des conditions aux limites) montre qu'il s'agit d'un problème aux valeurs propres. Chacune de ces valeurs correspond à un mode, qui possède une structure particulière des champs (vecteur propre). Les modes sont de deux types: *modes guidés* et *modes de rayonnement*. Un cas particulier de mode de rayonnement est un mode guidé en dessous de sa fréquence de coupure. Les modes de rayonnement ne permettent pas de transmettre un signal le long de la fibre et ne sont donc pas considérés dans la présente étude. Dans toute structure inhomogène, on ne peut pas séparer les solutions en modes TEM, TM ou TE. On aura donc des modes hybrides, notés HE et EH (en dehors du cas particulier $n = 0$ qui donne des groupes TE_{0m} et TM_{0m}).

Historiquement [23], on a convenu d'appeler un mode HE si la composante magnétique longitudinale H_z était prédominante. Néanmoins, comme l'amplitude respective des composantes E_z et H_z dépend du point de référence et de la fréquence, cette définition n'est pas satisfaisante. On peut par contre relier cette notation à une séparation mathématique des solutions. Les modes HE correspondent aux solutions de l'équation (6) pour le signe supérieur et EH pour le signe inférieur.

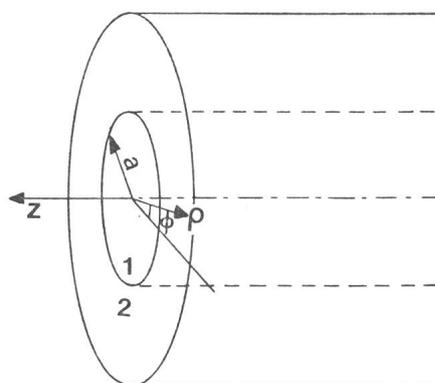


Fig. 4 Modèle de fibre optique
 1 cœur; 2 gaine
 ρ, Φ, z coordonnées cylindriques
 a rayon du cœur de la fibre

Les signes de E_z et H_z seront alors respectivement égaux et opposés.

A chaque valeur de n (nombre azimutal) correspond une série de valeurs propres numérotées m (par fréquence de coupure croissante). Le mode $HE_{n,m}$ a une dépendance azimutale en $\exp(jn\Phi)$ et est le $m^{\text{ième}}$ mode $HE_{n,\dots}$ à se propager lorsqu'on augmente la fréquence.

Suite aux hypothèses d'uniformité longitudinale et de symétrie de rotation de la fibre, on peut montrer [4] que la dépendance spatiale des champs d'un mode guidé a la forme

$$g(\rho) \exp(\pm jn\Phi) \exp(\pm j\beta z) \quad (3)$$

où n est un nombre entier et où β est l'exposant de propagation.

Pour qu'un mode soit guidé par la fibre, il faut que ses champs électromagnétiques soient concentrés dans le cœur et à proximité immédiate de ce dernier. Leur amplitude doit donc décroître rapidement dans la gaine (approximativement de façon exponentielle). Pour que cette condition soit satisfaite, il faut que

$$\beta > \frac{\omega}{c_0} \sqrt{\varepsilon_2} \quad (4)$$

La vitesse de phase des modes guidés doit être inférieure à la vitesse de propagation dans le milieu formant la gaine. Lorsqu'il y a égalité des deux termes de (4), le mode cesse d'être guidé: on définit de cette manière la fréquence de coupure d'un mode. Un seul mode de propagation, le mode HE_{11} , n'a pas de fréquence de coupure et peut donc théoriquement se propager en basse fréquence.

Quand les champs sont concentrés à proximité du cœur et décroissent très rapidement dans la gaine, on peut supposer que celle-ci s'étend pratiquement jusqu'à l'infini. Il n'est de ce fait pas nécessaire de tenir compte de la discontinuité entre la gaine et le milieu environnant.

4. L'équation d'onde

Les différentes méthodes de résolution qui partent directement des équations de Maxwell sont classées en deux groupes: *vectérielles* et *scalaires*. Une méthode est dite *vectérielle* lorsqu'elle consiste à résoudre l'équation d'onde [6; 7]

$$\{\nabla^2 + \omega^2 \varepsilon(\rho/a) \mu_0\} \vec{E} + \vec{\nabla} \left(\frac{\vec{\nabla} \varepsilon}{\varepsilon} \cdot \vec{E} \right) = 0 \quad (5)$$

ou un système d'équations différentielles du premier ordre comprenant diverses composantes des champs [8; 9; 10] ou encore à chercher un circuit équivalent après division en éléments finis [11]. La résolution se fait numériquement [8] par une méthode de perturbation [7] ou encore par division en éléments finis à permittivité constante (fig. 5) et résolution numérique [10]. Les méthodes *scalaires* consistent à chercher une équation différentielle du second degré pour une composante ou une combinaison de composantes du champ. La résolution se fait directement ou indirectement à l'aide d'une des méthodes exposées ci-après. On ne traitera ici que les méthodes scalaires, qui sont les plus répandues. Le plus souvent l'équation scalaire est simplifiée en faisant usage de l'approximation de faible guidance.

Si la résolution vectérielle est mathématiquement simple et tient compte du terme $\vec{\nabla} \varepsilon$, elle nécessite une intégration numé-

rique, source d'erreur et fort longue. L'avantage des méthodes scalaires réside dans leur rapidité, même si certaines approximations sont nécessaires.

5. Analyses scalaires

Si l'on se réfère au tableau I, on s'aperçoit que les méthodes classiques de la physique mathématique ont été reprises. Avant de montrer brièvement le principe de chaque méthode en reprenant les articles les plus marquants, il est utile de rappeler les équations de base de l'analyse scalaire.

5.1 Equations fondamentales

En partant des équations de Maxwell et en faisant usage des hypothèses précitées, il est possible de trouver l'équation suivante [12; 13]:

$$\frac{d^2 R^\pm}{dx^2} + \left(\frac{1}{x} + \chi \right) \frac{dR^\pm}{dx} + \left(U^2 - V^2 f(x) - \frac{n^2}{x^2} + jn \frac{\chi}{x} \right) R^\pm(x) = 0 \quad (6)$$

$$R^\pm(x) = (\beta/k)^{\frac{1}{2}} E_z(x) \pm (k/\beta)^{\frac{1}{2}} \eta_0 H_z(x)$$

$$V^2 = a^2 k^2 (\varepsilon_1 - \varepsilon_2); \quad U = a \sqrt{k^2 \varepsilon_1 - \beta^2}$$

$$x = \rho/a; \quad \eta_0 = \sqrt{\varepsilon_0/\mu_0}$$

$$\chi = V^2 f'(x) / \left\{ U^2 - V^2 f(x) \right\}$$

k est le nombre d'onde ($= 2\pi f/c_0$).

Deux conditions doivent être remplies: $f(x)$ doit être analytique et $\beta^2 \gg 0$.

Dans beaucoup de situations couramment rencontrées en pratique, la variation de la permittivité est faible et lente; c'est-à-dire que $f'(x) \ll 1$ et $\beta^2/k^2 \varepsilon_1 \approx 1$ et que l'on peut négliger les termes χ . Ces approximations permettent de simplifier considérablement la résolution de l'équation scalaire (6); la seconde est appelée approximation de faible guidance [16] («weakly guiding approximation»). L'erreur introduite par cette simplification, dont font usage la plupart des méthodes scalaires, ne dépasse pas quelques % sur la valeur de U^2 [14; 15].

Faisant usage de ces approximations, la relation (6) devient

$$\frac{d^2 W}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{dW}{dx} + \left\{ U^2 - V^2 f(x) - \frac{n^2}{x^2} \right\} W(x) = 0 \quad (7)$$

où $W = E_z$ ou H_z . Cette équation peut être mise sous une forme légèrement différente en posant

$$E^\pm(x) = E_\rho(x) \pm j E_\Phi(x) \quad (8)$$

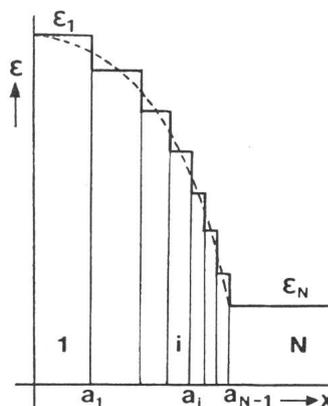


Fig. 5 Approximation du profil de permittivité

1, i, N numérotation des couches

a_1, a_i rayons normalisés

$\varepsilon_1, \varepsilon_N$ permittivités relatives de la couche 1 et de la gaine

Analyse vectorielle	§ 4	Marcuse [6], Miyazaki [7] Clarricoats [11] Parriaux et Gardiol [10] Dil et Block [8] Yip et Ahmev [9]	Perturbations Eléments finis (circuit équivalent) Eléments finis (Matriciel) Intégration numérique directe
Analyse scalaire	§ 5.2 § 5.2 § 5.3 § 5.4 § 5.5 § 5.6 § 5.7	Biancardi et Rizzoli [19] Tanaka et Suematsu [20] Yeh et Lindren [18] Decotignie [21] Kürtz et Streiffer [12] Yamada et Inabe [13] Kirchhoff [26] Okoshi et Okamoto [14, 15] Matsuhara [27] Gloge et Marcatili [32] Geckeller [31] Olshansky [33] Snyder [38], Matsuhara [37] Heyke et Kuhn [36]	Analyse matricielle Analytique Développement en séries Variationnelle WKB Perturbations

On démontre alors que $E^\pm(x)$ satisfait à

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{d}{dx} + U^2 - V^2 f(x) - \frac{(n \pm 1)^2}{x^2} \right) E^\pm(x) = 0 \quad (9)$$

et que $\beta \Phi^\pm_z(x) = \left(\frac{d}{dx} + \frac{1 \pm n}{x} \right) E^\pm(x) \quad (10)$

où $\Phi^\pm_z(x) = jE_z \pm \omega\mu_0/\beta H_z \quad (11)$

Les équations 6, 7, 9 et 10 servent de point de départ aux diverses méthodes de résolution scalaire.

Les paragraphes qui suivent regroupent trois catégories de méthodes: les *méthodes dites exactes* comme la méthode matricielle qui utilise les solutions exactes des équations de Maxwell, les *méthodes approchées* qui partent de l'équation (6) (5.3 et 5.4), et celles qui utilisent *l'approximation de faible guidance* (5.5-6). Cette approximation est plus restrictive que celle qui conduit à l'équation (6).

5.2 Méthode matricielle

Proposée à l'origine par Clarricoats et Chan [17], cette méthode approche le profil de permittivité par une fonction en escalier (fig. 5). Il est alors possible d'exprimer les champs dans chaque couche i de permittivité constante car l'équation de propagation (7) devient une équation de Bessel (sans aucune approximation), dont les solutions sont connues. On peut écrire sous forme matricielle:

$$\mathbf{F}(x) = \begin{pmatrix} E_z \\ H_z \\ E_\Phi/j \\ H_\Phi/j \end{pmatrix} = \mathbf{M}_i(x) \begin{pmatrix} A_i \\ B_i \\ C_i \\ D_i \end{pmatrix} = \mathbf{M}_i(x) \mathbf{W}_i \quad (12)$$

où $\mathbf{M}_i(x)$ est une matrice carrée d'ordre 4 et \mathbf{W}_i contient les constantes d'intégration.

A la limite entre deux couches adjacentes, les champs doivent satisfaire les équations de continuité; on a

$$\mathbf{F}(x = a_i) = \mathbf{M}_i(a_i) \mathbf{W}_i = \mathbf{M}_{i+1}(a_i) \mathbf{W}_{i+1} \quad (13)$$

les constantes d'intégration de deux couches adjacentes sont donc liées par

$$\mathbf{W}_{i+1} = \mathbf{M}_{i+1}^{-1}(a_i) \mathbf{M}_i(a_i) \mathbf{W}_i \quad (14)$$

De proche en proche, on peut lier les constantes de la première et de la dernière couche:

$$\mathbf{R} \mathbf{W}_1 = \mathbf{M}_N(a_{N-1}) \mathbf{W}_N \quad (15)$$

où $\mathbf{R} = \left(\prod_{N-1}^2 \{ \mathbf{M}_i(a_i) \mathbf{M}_i^{-1}(a_{i-1}) \} \right) \mathbf{M}_1(a_1)$

Du fait des conditions aux limites (champs nuls en $x \rightarrow \infty$ et régulier en $x = 0$) deux des 4 constantes d'intégration s'annulent dans la première et la dernière couche. Ceci réduit les matrices \mathbf{M}_1 et \mathbf{M}_N à des matrices 4×2 . L'équation (15) est donc un système linéaire homogène dont le déterminant doit être nul.

$$G(X, V) = \det(\mathbf{R}, -\mathbf{M}_N(a_{N-1})) \quad (16)$$

où $X = U^2/V^2$

$G(X = 1, V) = 0$ donne les fréquences de coupure

$G(X, V) = 0$ donne le diagramme de dispersion

$\frac{\partial G}{\partial \omega} / \frac{\partial G}{\partial \beta}$ donne le temps de propagation.

Cette méthode est due à Biancardi et Rizzoli [19]. D'autres variantes ont été proposées [18; 20; 21] mais le principe reste le même. Cette méthode, simple dans son essence, permet moyennant un temps de calcul relativement long d'obtenir la précision que l'on désire.

5.3 Méthodes analytiques

Le changement de variable

$$T^\pm(x) = \frac{1}{U^2 - V^2 f(x)} \left(-\frac{dR^\pm}{dx} \pm \frac{n}{x} R^\pm(x) \right) \quad (17)$$

permet d'écrire l'équation (6) sous la forme

$$\frac{d^2 T^\pm}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{dT^\pm}{dx} + \left\{ U^2 - V^2 f(x) - \frac{(n \pm 1)^2}{x} \right\} T^\pm(x) = 0 \quad (18)$$

Dans le cas particulier d'une variation parabolique de la permittivité

$$f(x) = x^2 \quad (19)$$

l'équation résultante est une équation hypergéométrique confluente et la solution peut être exprimée en termes de fonctions de *Kummer* [22]

$$T(x) = z^{n+1} \exp(-bz^2/2) M \left\{ -\frac{b}{4} + \frac{n+1 \pm 1}{2}, n \mp 1 + 1/2, bz^2 \right\} \quad (20)$$

où $b^2 = U^2/V^2 = X$ et $z^2 = x^2 b^2$

Il est alors possible de calculer les différentes composantes des champs. Sachant que les champs dans la gaine sont exprimés sous forme de fonctions de Bessel modifiées (solution de (7)), l'application des conditions de continuité en $x = 1$ donne un système homogène de 4 équations à 4 inconnues (les constantes d'intégration). L'annulation du déterminant fournit une équation aux valeurs propres $F(\beta, k) = 0$. La paternité de cette méthode revient à *Kurtz* et *Streiffer* [12] et une version améliorée a été présentée par *Yamada* et *Inabe* [13].

Citons le cas du profil dit à échelon d'indice intensivement traité (step index), pour lequel $f(x) = 0$, qui admet aussi une solution analytique (fonctions de Bessel) [23; 24; 25].

5.4 Développement en séries de fonctions

Il s'agit d'une méthode souvent employée par ailleurs (ex.: analyse de Fourier), lorsqu'il est possible de développer la fonction de permittivité $f(x)$ (eq. 1) en série de fonctions orthogonales. Par exemple:

$$f(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} b_m \xi_m(x) \quad (21)$$

Si on introduit la fonction

$$T(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_m \xi_m(x) \quad (22)$$

dans l'équation (18), il est possible par identification de trouver

$$a_m = G(b_m, \beta, k, n) \quad (23)$$

L'application des conditions de continuité donne alors une équation aux valeurs propres

$$F(\beta, k, n) = 0 \quad (24)$$

qui, selon le schéma du paragraphe 5.2, permet de trouver les grandeurs désirées. Le cas particulier le plus simple est de prendre $\xi_m(x) = x^m$. Il a été traité par *Kirchoff* [26]. La précision des résultats dépend du nombre de termes du développement. Lorsque la fonction de permittivité peut aisément se mettre sous la forme (21), cette méthode est très intéressante car rapide et précise.

5.5 Méthodes variationnelles

La méthode décrite ci-après est due à *Okoshi* et *Okamoto* [14; 15]. Son point de départ est l'équation (10).

A la limite cœur-gaine ($x = 1$), les fonctions $E^\pm(x)$ répondent à la condition

$$\left(\frac{1}{E^\pm_{\text{cœur}}} \frac{dE^\pm_{\text{cœur}}}{dx} \right)_{x=1} = \left(\frac{1}{E^\pm_{\text{gaine}}} \frac{dE^\pm_{\text{gaine}}}{dx} \right)_{x=1} \quad (25)$$

où $E^\pm_{\text{cœur}}$ et E^\pm_{gaine} sont les solutions de (10) dans le cœur et la gaine respectivement. Si on pose

$$m = \begin{cases} n+1 & \text{pour } E^+ \\ n-1 & \text{pour } E^- \end{cases} \quad (26)$$

on peut utiliser la même notation R pour $E^\pm_{\text{cœur}}$ et S pour E^\pm_{gaine}

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{d}{dx} + U^2 - V^2 - \frac{m^2}{x^2} \right) S(x) = 0 \quad (27)$$

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{d}{dx} + U^2 - V^2 f(x) - \frac{m^2}{x^2} \right) R(x) = 0 \quad (28)$$

et les conditions de continuité deviennent

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{dx} \Big|_{x=1} = \frac{1}{S} \frac{dS}{dx} \Big|_{x=1} \quad (29)$$

Appelons la partie droite de (29) Φ_B . On peut trouver une fonctionnelle stationnaire de $R(x)$ donnée par

$$I(R) = R^2(1) \Phi_B - \int_0^1 \left| \frac{dR}{dx} \right|^2 x dx + \int_0^1 \left(U^2 - V^2 f(x) - \frac{m^2}{x^2} \right) R(x) x dx \quad (30)$$

Cette équation est résolue par la méthode de *Rayleigh-Ritz*. Par la suite, on introduit les différentes composantes des champs dans

$$\frac{d\beta}{d\omega} = \frac{\int_{\sigma} \{ \epsilon_0 \epsilon \vec{E}^2 + \mu_0 \vec{H}^2 \} d\sigma}{\int_{\sigma} \{ \vec{E} \times \vec{H}^* + \vec{E}^* \times \vec{H} \} d\sigma} \quad (31)$$

pour obtenir le temps de propagation.

Une alternative consiste à rechercher une expression stationnaire pour l'exposant de propagation. La résolution se fait par la méthode précitée. Une telle procédure a été présentée par *Matsuhara* [27].

5.6 Résolution par la méthode WKB

Cette méthode approchée due à *Wenzell*, *Kramers* et *Brillouin*, qui s'apparente à la méthode des rayons (§ 6) (approximation de la propagation par une somme d'ondes planes) a été utilisée pour la résolution approchée de l'équation de *Schrödinger* en physique quantique [28]. L'équation à résoudre est de la forme

$$\frac{d^2 T}{dy^2} + h^2(y) T(y) = 0; \quad h^2(y) \text{ quelconque} \quad (32)$$

Supposons que la fonction $h^2(y)$ ait la forme représentée à la figure 6. On montre [28; 29; 30] que lorsque la solution

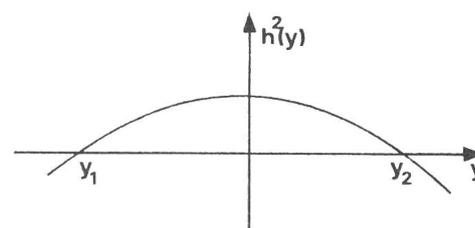


Fig. 6 Exemple de variation de $h^2(y)$

s'annule en $y \rightarrow \pm \infty$, la fonction $h(y)$ doit satisfaire la condition

$$\int_{y_1}^{y_2} h(y) dy = (m + 1/2) \pi \quad (33)$$

où m est un entier.

Le changement de variable $y = \ln x$ permet de mettre l'équation (7) sous la forme (32)

$$\frac{d^2 W}{dx^2} + \left\{ U^2 - V^2 f(x) - n^2 e^{-2y} \right\} e^{2y} W(y) = 0 \quad (34)$$

$$d'où \int_{x_1}^{x_2} \left\{ U^2 - V^2 f(x) - \frac{n^2}{x^2} \right\}^{\frac{1}{2}} dx = (m + 1/2) \pi \quad (35)$$

où x_1 et x_2 sont les racines de l'intégrant.

La précision de cette méthode est bonne lorsque le nombre d'oscillations de l'intégrant dans l'intervalle $|x_1, x_2|$ est grand. Ceci revient à avoir simultanément m grand et $f(x)$ variant assez lentement; cette dernière condition a déjà été requise pour la dérivation de l'équation (7). Cette analyse est donc réservée aux modes d'ordre élevé (m et n grands) et, par là, n'est pas applicable à l'analyse de la transmission dans une fibre unimodale.

Sur la base de l'équation (35), il est possible de prédire un profil qui minimise la dispersion intermodale [31; 32], soit:

$$f(x) = x^\alpha \quad \text{où} \quad \alpha = 2 - 2A \quad (36)$$

La figure 7 représente les différentes zones pour la solution. Dans la zone II la solution est oscillatoire; ailleurs, on a une solution amortie (exponentielle décroissante). On remarque cependant que l'analyse précédente ne tient pas compte d'une éventuelle discontinuité (au sens mathématique) de la permittivité à la limite cœur-gaine. L'inclure reviendrait à ajouter une quatrième région à la figure 7.

L'effet pratique de cette correction est d'affiner les solutions. De plus, selon *Olshansky* [33], cela modifie le temps de propagation des modes dont l'indice de mode principal

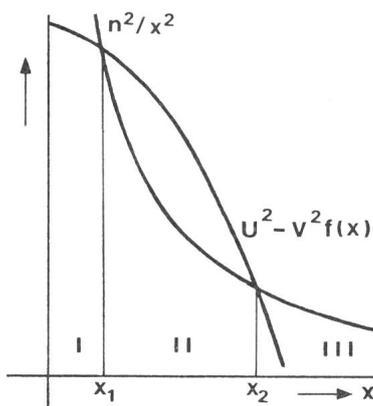


Fig. 7 Les trois régions considérées pour l'analyse WKB

- I, III zones exponentielles décroissantes
- II zone oscillatoire
- $U = (k^2 \varepsilon_1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}} \cdot a$
- V fréquence normalisée = $ak(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^{\frac{1}{2}}$
- k nombre d'onde
- β exposant de propagation
- a rayon du cœur
- $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ permittivités relatives sur l'axe et dans la gaine
- n nombre azimutal
- $f(x)$ fonction de permittivité
- x rayon normalisé = ρ/a

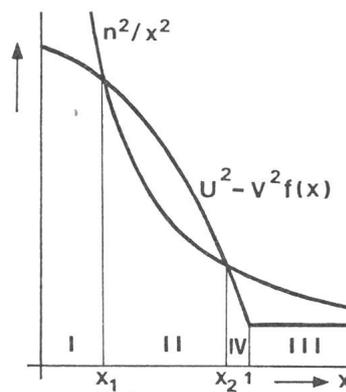


Fig. 8 Adjonction d'une quatrième région pour tenir compte de la gaine IV région exponentielle (croissante et décroissante) Pour les symboles voir fig. 7

$(2n + m)$ est grand (> 18 pour un profil de permittivité quadratique). Pour le profil (36), on n'aurait une égalisation des temps de propagation que pour les modes qui sont tels que $(2n + m) < 18$.

En résumé, cette méthode donne une image physique du phénomène de propagation. Cependant, malgré sa simplicité, sa précision modeste ne permet pas d'envisager une utilisation importante. Pour une discussion détaillée de la précision, on se reportera à l'article de *Hartog* et *Adams* [34].

5.7 Méthodes de perturbation

Sous ce titre sont groupées différentes méthodes qui traitent de la déviation par rapport à une solution connue.

Partant de l'équation d'onde (§ 4), il est possible de trouver une expression stationnaire pour β [35]. De celle-ci, on tire les diagrammes de dispersion de différentes fibres, dont le profil de permittivité diffère peu d'un profil dont la solution est connue (par exemple le profil quadratique). Il est aussi possible d'étudier l'influence de diélectriques avec faibles pertes. La précision dépend essentiellement de la configuration prise comme fonction d'essai et du profil étudié. Selon les auteurs [36], on obtient une précision moyenne de 1%.

Une autre technique [37] consiste à développer les trois composantes de l'équation d'onde (§ 4) en fonction des solutions de l'approximation TEM (WKB) et de chercher la variation par rapport à cette approximation. Cette méthode est restreinte à un profil quadratique et de ce fait ne constitue qu'une amélioration de la méthode WKB ou de la méthode des rayons.

Il n'est pas possible de passer sous silence une autre méthode décrite par *Snyder* [38]. Celui-ci recherche l'effet de la diffusion à la frontière cœur-gaine. En effet, il est possible d'exprimer la variation de l'exposant de propagation dans un système perturbé en fonction des champs du système non perturbé. Malheureusement, l'auteur ne donne aucun résultat.

Toutes ces méthodes ne sont utiles que pour calculer une petite déviation par rapport à un standard et ne constituent pas des analyses complètes.

6. L'optique des rayons

Cette approche possède l'avantage de montrer physiquement le comportement de la fibre. Néanmoins, elle est astreinte à plusieurs limitations. La longueur d'onde dans la fibre doit

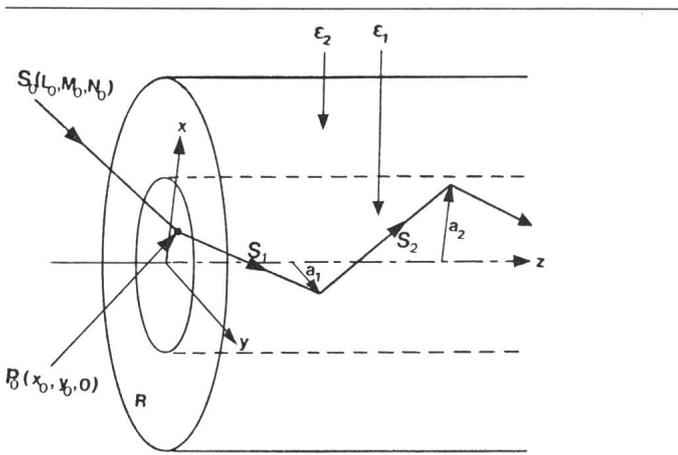


Fig. 9 Rayon se propageant le long d'une fibre à saut d'indice

$\vec{S}_0, \vec{S}_1, \vec{S}_2$ directions du rayon
 a_1, a_2 vecteurs lieu des points de réflexion
 P_0 point d'incidence du rayon
 ϵ_1, ϵ_2 permittivités du cœur et de la gaine

être faible devant toute dimension caractéristique de la fibre. De plus, dans le cas des fibres à variation d'indice dans le cœur, la variation d'indice ou la longueur d'onde doit être assez faible pour que le milieu puisse être considéré comme localement homogène, et l'onde comme plane. Plusieurs techniques équivalentes sont possibles. L'une consiste à utiliser la loi de *Snell-Descartes* et les lois de *Fresnel* [25; 39; 40]. Une autre, fort élégante, est d'utiliser les équations développées par *Hamilton* au siècle dernier [4; 41].

Considérons le cas de la figure 9, où un rayon de direction $\vec{S}_0 = L_0\vec{i} + M_0\vec{j} + N_0\vec{k}$ ($\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ sont les vecteurs unités selon les axes x, y, z) est incident en un point $P_0 = x_0\vec{i} + y_0\vec{j}$ sur l'extrémité de la fibre. Si le $m^{\text{ième}}$ point de réflexion du rayon à l'intérieur de la fibre est représenté par un vecteur \vec{a}_m , et les directions juste avant et juste après réflexion sont notées \vec{S}_m et \vec{S}_{m+1} , on peut écrire

$$(\vec{S}_m - \vec{S}_{m+1}) \times \vec{a}_m = 0 \quad (37)$$

$$(\vec{S}_m + \vec{S}_{m+1}) \cdot \vec{a}_m = 0 \quad (38)$$

La condition de réflexion totale est donnée par

$$\vec{S}_m \cdot \frac{\vec{a}_m}{|\vec{a}_m|} \leq \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1} \quad (39)$$

ce qui, réécrit en fonction des paramètres des conditions d'excitation, donne [25]

$$\left\{ L_0^2 + M_0^2 - \frac{(x_0 M_0 - y_0 L_0)^2}{a^2} \right\}^{\frac{1}{2}} \leq (\epsilon_1 - \epsilon_2)^{\frac{1}{2}} \quad (40)$$

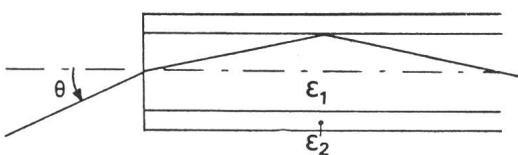


Fig. 10 Rayon méridien dans une fibre à saut d'indice

ϵ_1, ϵ_2 permittivité du cœur et de la gaine
 θ angle d'incidence du rayon à l'interface milieu extérieur-guide

Dans le cas des rayons méridiens (fig. 10), x_0 et y_0 sont nuls et l'équation précédente devient:

$$\sin \theta_0 = (L_0^2 + M_0^2)^{\frac{1}{2}} \leq (\epsilon_1 - \epsilon_2)^{\frac{1}{2}} \quad (41)$$

où θ_0 est l'angle d'incidence. Deux conclusions s'imposent:

– On vérifie que les rayons restent enfermés dans la fibre si la condition (40) est vérifiée; il y aura bien effet de guidage.

– Tous les rayons méridiens répondant à la condition (41) seront guidés: on définit donc un paramètre important de la fibre «l'ouverture numérique» qui correspond au cône d'acceptance de rayons méridionaux: $NA = \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2}$

L'analyse générale se fait à l'aide de l'équation dite des rayons:

$$\frac{d}{dr} \left\{ n(\vec{r}) \frac{d\vec{r}}{ds} \right\} = \vec{\nabla} \{ n(\vec{r}) \} \quad (42)$$

où n est l'indice de réfraction, \vec{r} le vecteur position et s la coordonnée curviligne. La solution de cette équation (43) permet de trouver la trajectoire et le temps de propagation d'un rayon. Par itération on trouve alors un profil qui égalise les temps de propagation [25].

De plus il est possible de lier cette analyse au concept de mode [42]. Elle est alors équivalente à la méthode WKB. En effet, les hypothèses de base sont identiques.

7. Conclusion

Pour qui cherche à optimiser une fibre optique ou à déterminer un système existant, le choix est difficile. Il l'est d'autant plus que la littérature sur le sujet abonde. Après un tel tour d'horizon, deux méthodes semblent se détacher du lot. La première, l'analyse matricielle, assure la précision au prix d'une certaine lenteur. L'autre, le développement en série de fonctions, par contre, allie rapidité et simplicité; ceci permet d'envisager son implantation sur un ordinateur de bureau.

Le profil de permittivité qui permet une réduction importante de la dispersion, se rapproche fort d'une variation quadratique, mais est fonction de la dépendance fréquentielle de la permittivité des matériaux utilisés [43]. Notons que se dessine une tendance à dériver des formules approchées ne nécessitant pas l'usage de l'ordinateur [44].

Bibliographie

- [1] T. Li: Optical fiber communication: the state of art. Trans. IEEE COM-26 (1978)7, p. 946...954.
- [2] F.M. Lussier: Widening choices in fiber optics. Laser Focus 13(1977)6, p. 58...64.
- [3] F. Gardiol: Electromagnétisme. Traité d'électricité de l'EPF-Lausanne. Vol. III. St-Saphorin, Georgi, 1977.
- [4] J. Arnaud: Application des techniques Hamiltoniennes aux fibres multimodales. Annales des Télécommunications 32(1977)3-4, p. 135...143.
- [5] M. Kawachi, A. Kawana and T. Miyashita: Low-loss single-mode fibre at the material-dispersion-free wavelength of 1,27 μm. Electronics Letters 13(1977)5, p. 442...443.
- [6] D. Marcuse: The effects of the ∇n terms on the modes of an optical square law medium. Journal IEEE QE-5(1973)5, p. 958...960.
- [7] Y. Miyazaki: Vector wave analysis of dispersion in gradient fibres. AEU 29 (1975)5, p. 205...211.
- [8] J. Dil and H. Block: Propagation of electromagnetic surface waves in radially inhomogeneous optical waveguides. Opto-electronics 5(1973), p. 415...428.
- [9] G.L. Yip and Y.H. Ahmev: Propagation characteristics of radially inhomogeneous optical fibre. Electronics Letters 10(1974)4, p. 37...38.
- [10] O. Parriaux and F. Gardiol: Propagation of guided electromagnetic waves in symmetrical circularly cylindrical structures. Wave Electronics 1(1974)76, p. 363...380.
- [11] P. Clarricoats, A. Olver and J. Wong: Propagation in isotropic plasma waveguides. Proc. of IEE 133(1966)5, p. 755...766.
- [12] C.N. Kurtz and W. Streiffner: Guided waves in inhomogeneous focusing media; Part I formulation, solution for quadratic inhomogeneity. Trans. IEEE MTT 17(1969)1, p. 11...15.
- [13] R. Yamada and Y. Inabe: Guided waves along graded index dielectric rods. Trans. IEEE MTT 22(1974)8, p. 813...814.

- [14] *T. Okoshi* and *K. Okamoto*: Analysis of wave propagation in inhomogeneous optical fibers using a variational method. *Trans IEEE MTT* 22(1974)11, p. 938...945.
- [15] *T. Okoshi* and *K. Okamoto*: Analysis of wave propagation in optical fibers having core with α -power refractive index distribution and uniform cladding. *Trans. IEEE MTT* 24(1976)7, p. 416...429.
- [16a] *D. Gloge*: Weakly guiding fibers. *Applied Optics* 10(1971)10, p. 2252...2258.
- [16b] *D. Gloge*: Dispersion in weakly guiding fibers. *Applied Optics* 10(1972)-, p. 2442...2445.
- [17] *P. J. B. Clarricoats* and *K. B. Chan*: Electromagnetic wave propagation along radially inhomogeneous dielectric cylinders. *Electronics Letters* 6(1970)22, p. 694-5.
- [18] *C. Yeh* and *G. Lindren*: Computing the propagation characteristics of radially stratified fibers: an efficient method. *Applied Optics* 16(1977)2, p. 483...493.
- [19] *E. Bianciardi* and *V. Rizzoli*: Propagation in graded-core fibres: a unified numerical description. *Optical and Quantum Electronics* 9(1977), p. 121 to 133.
- [20] *T. Tanaka* and *Y. Suematsu*: An exact analysis of cylindrical fibers with index distribution by matrix method and its application to focusing fiber. *Trans. of the Institute of Electronics and Communications Engineers of Japan* E59 (1976)11, p. 1...8.
- [21] *J. D. Decotignie*: Analysis of the propagation in an optical fibre having arbitrary profile by staircase approximation. *Rapport interne EHF* 78, Lausanne et Tokyo.
- [22] *M. Abramowitz* and *I. Stegun*: *Handbook of mathematical functions*. New York, Dover, 1972.
- [23] *E. Snitzer*: Cylindrical dielectric waveguide modes. *Journal of the Optical Society of America* 51(1961)5, p. 491...498.
- [24] *A. W. Snyder*: Asymptotic expressions for eigenfunctions and eigenvalues of dielectric or optical waveguides. *Trans. IEEE MTT* 17(1969)12, p. 1130 to 1138.
- [25] *T. Okoshi*, *K. Okamoto* and *K. Hotate*: Ray theory of optical fibers. Translation of the Chapter 3 of: *Fundamentals of optical fibers* (in Japanese). Tokyo, Ohm Publishing Company, 1977 (English translation in preparation).
- [26] *H. Kirchhoff*: Wave propagation along radially inhomogeneous glass fibres. *AEU* 27(1973)1, p. 13...18.
- [27] *M. Matsuhara*: Analysis of TEM modes in dielectric waveguides by variational method. *Journal of the Optical Society of America* 62(1973)12, p. 1514...1517.
- [28] *L. I. Schiff*: *Quantum mechanics*. Third edition. New York a.o., McGraw-Hill, 1968.
- [29] *P. M. Morse* and *H. Feschbach*: *Methods of theoretical physics*. Part I and II. New York/Toronto/London, McGraw-Hill, 1953.
- [30] *J. A. Stratton*: *Electromagnetic theory*. New York/London, McGraw-Hill, 1941.
- [31] *S. Geckeler*: Group-delay in graded fibre with non-power law profile. *Electronics Letters* 13(1977)1, p. 29...31.
- [32a] *D. Gloge* and *E. A. J. Marcatili*: Multimode theory of graded-core fibers. *Bell Syst. Techn. J.* 52(1973)9, p. 1563...1578.
- [32b] *D. Gloge* and *E. A. J. Marcatili*: Impulse response of an optical fiber parabolic index profile. *Bell Syst. Techn. J.* 52(1973)7, p. 1161...1168.
- [33] *R. Olshansky*: Effects of the cladding on pulse broadening in graded-index optical waveguides. *Applied Optics* 16(1977)8, p. 2171...2174.
- [34] *A. H. Hartog* and *M. J. Adams*: On accuracy of the WKB approximation in optical dielectric waveguides. *Optical and Quantum Electronics* 9(1977), p. 223...232.
- [35] *H. G. Unger*: *Elektromagnetische Wellen*. Band 2. Braunschweig, Vieweg, 1967.
- [36] *H. J. Heyke* and *M. H. Kuhn*: Dispersion characteristics of general gradient fibres. *AEU* 27(1973)5, p. 235...238.
- [37] *M. Matsuhara*: Analysis of electromagnetic waves modes in lens-like media. *Journal of the Optical Society of America* 63 (1973)2, p. 135...138.
- [38] *A. W. Snyder*: Mode propagation in optical waveguides. *Electronics Letters* 6(1970)18, p. 561...562.
- [39] *J. D. Love* and *A. W. Snyder*: Ray analysis of multimode optical fibres. *Annales des télécommunications* 32(1977)3-4, p. 135...143.
- [40] *P. Di Vita*: «Theorie of propagation in optical fibres: ray approach. *Annales des télécommunications* 32(1977)3-4, p. 115...135.
- [41] *M. Kline* and *I. W. Kay*: *Electromagnetic theory and geometrical optics*. Pure and Applied Mathematics, Vol. XII. New York, Wiley, 1965.
- [42] *H. G. Unger*: *Planar optical waveguides and fibres*. Oxford, Clarendon Press, 1977.
- [43] *K. Okamoto* and *T. Okoshi*: Computer-aided synthesis of the optimum refractive-index profile for a multimode fiber. *Trans. IEEE MTT* 25(1977)3, p. 213...221.
- [44] *K. Hotate* and *T. Okoshi*: A formula giving cutoff frequencies of modes in an optical fiber having arbitrary refractive-index profile. *Trans. of the Institute of Electronics and Communication Engineers of Japan* E 62(1979)1, p. 1...6.

Adresse des auteurs

Jean-Dominique Decotignie et Prof. Dr. Fred E. Gardiol, Chaire d'Electromagnétisme et d'Hyperfréquences, EPF-Lausanne, Chemin de Bellerive 16, 1007 Lausanne.

Literatur – Bibliographie

DK: 621.039.5 : 801.18 : 802.0 : 803.0 SEV-Nr. A 533

Abkürzungen der Kernkraftwerkstechnik. Englisch-deutsch/deutsch-englisch. Von *G. H. Freyberger*, München, Verlag Karl Thiemig, 1978; kl. 8°, VIII/64 S. Thiemig-Taschenbücher, Band 83. Preis: kart. DM 36.–.

Das Buch enthält rund 5200 englische und 1400 deutsche Abkürzungen aus dem ganzen Bereich der Kernkrafttechnik. Der Autor hat sie in sorgfältiger Kleinarbeit aus einer Vielzahl von Veröffentlichungen zusammengetragen. Dabei handelt es sich vorwiegend um technische Fachausdrücke, daneben aber auch um Kurzbezeichnungen von Kraftwerkanlagen, Organisationen und Firmen.

Die Abkürzungen beschränken sich nicht auf die eigentliche Reaktortechnik und Kernphysik. Sie umfassen auch maschinenbauliche, elektrotechnische, mess- und regeltechnische sowie bauliche Ausdrücke. Oft hat darum eine Kurzbezeichnung mehrere, z. B. bis zu fünf verschiedene Bedeutungen, je nach Interessensgebiet. Es gibt aber auch Fachausdrücke, die nicht einheitlich abgekürzt werden.

Das übersichtliche Handbuch kann jedem in der Kernkraftwerkstechnik tätigen Ingenieur von grossem Nutzen sein. *Eb*

DK: 621.382.232 SEV-Nr. A 740

Transistors MOS. Principes, différents types, caractéristiques. Par *Robert Lyon-Caen*. Paris e. a., Masson, 1978; 8°, 88 p., 45 fig. – Monographies d'électronique publiées sous la direction du professeur Pierre Grivet – Prix: bro. ffrs 58.–.

Gutgelungene einführende und doch umfassende Behandlung der Metalloxid-Feldeffekttransistoren! Einer kurzen Vorstellung der verschiedenen MOS-Transistortypen – n-Kanal, p-Kanal,

Anreicherungs- und Verarmungstyp – folgt die Herleitung der einfachsten, heute meistverwendeten Modellvorstellungen und Gleichungen für das elektrische Verhalten der MOS-Transistoren. Am Beispiel des n-Kanal-Transistors werden die Zusammenhänge zwischen den physikalischen und geometrischen Grössen und den Stromspannungscharakteristiken aufgezeigt. Neben den statischen Kennlinienfeldern, den Kleinsignalleitwerten und Kapazitäten wird insbesondere auch eingehend auf die für den praktischen Betrieb wichtige Schwellwertspannung eingegangen.

Im hinteren Teil der Monographie finden sich auch einige Angaben über die im Zusammenhang mit den Feldeffekt-Transistoren wichtigen Grundlagen der Halbleiterphysik. Beinahe unverständlich knapp und skizzenhaft sind jedoch die Hinweise auf die parasitären Effekte wie Punch-through, Zener- und Avalanche-Durchbruch gehalten. Trotz einiger Ungenauigkeiten (der Transistoreffekt wurde 1947 entdeckt, über die ersten MOS-Transistoren wurde 1960 berichtet) und unnötiger Einschränkungen (moderne MOS-Transistoren weisen oft Kanallängen unter 5...10 μm und dünnere Oxidschichten als 1000 Å auf) kann das Buch sowohl für das Selbststudium wie auch als Unterlage für den Unterricht empfohlen werden. *H. Melchior*

DK: 331.86 : 378.6 : 62 SEV-Nr. A 735

SEFI Guide. Formation des ingénieurs en Europe. Par *Claude Comina*. Publié par le comité information de la SEFI (Société Européenne pour la Formation des Ingénieurs). Liège, Ordina Editions, 1978; 8°, 428 p., tab. – Prix: rel. Fr. 55.–.

Die «Société Européenne pour la Formation des Ingénieurs» (SEFI) hat eine Arbeitsgruppe unter der Leitung von *C. Comina* (EPFL) beauftragt, eine Übersichtsdarstellung über die Inge-

niausbildung an den etwa 700 technischen Hochschulen und Ingenieurschulen in 17 europäischen Ländern zu erarbeiten und in angemessener Form zu publizieren. Das Ergebnis dieser umfangreichen Arbeit liegt jetzt als Buch in ansprechender Aufmachung vor.

In im wesentlichen tabellarischer Form, die Vergleiche erleichtert, werden summarische Angaben über Aufnahmebedingungen, Studiendauer, Unterrichtsformen (Vorlesungen, theoretische und praktische Übungen), Aufbau des Unterrichts (Grundlagen, Anwendungen, nicht technische Fächer), Art der Abgangsausweise (Diplom usw.), Studentenzahlen, Gebühren, Verpflegungs- und Unterkunftsmöglichkeiten vermittelt. Der knappe Text in diesen Informationstabellen ist entweder französisch oder englisch. Nur dem Vorwort (von Niels Krebs-Ovesen) und der Einführung (von Claude Comina) ist neben der englischen und französischen Fassung noch eine deutsche beigelegt.

Angesichts der verwirrenden Vielfalt der Studiengänge der Ingenieurausbildung in Europa ist der SEFI Guide eine wertvolle, seit langem vermisste Orientierungshilfe. Er wird nicht nur den Ingenieurschulen, sondern auch allen, die Ingenieure einstellen, sehr willkommen sein. Die bewusste Beschränkung auf wenige, wesentliche Angaben und die einheitliche Informationsdarbietung sind dabei den Bedürfnissen der Industriepraxis besonders angemessen.

Als bedauerlicher Schönheitsfehler sei die sehr mangelhafte deutsche Übersetzung von Vorwort und Einführung angemerkt. Nicht nur enthält sie zahlreiche orthografische und grammatikalische Fehler, sondern da und dort wird auch der Sinn des Originaltextes durch die Übertragung entstellt. Dieser Mangel könnte namentlich beim deutschsprachigen Leser leicht einen falschen Eindruck hinsichtlich des Wertes des SEFI Guides entstehen lassen und sollte deshalb bei einer 2. Auflage behoben werden.

P. Profos

DK: 620.22

SEV-Nr. A 739

Werkstoffe. Aufbau und Eigenschaften von Keramik, Metallen, Kunststoffen und Verbundwerkstoffen. Von *Erhard Hornbogen*. 2. Auflage. Berlin/Heidelberg/New York, Springer-Verlag, 1979; 8°, IX/355 S., 260 Fig., 96 Tab. – Preis: gb. DM 78.–.

Da es wenige Lehrbücher über die Gesamtheit der Werkstoffe gibt, schliesst das vorliegende Buch eine fühlbare Lücke auf diesem Gebiet. Die Werkstoffe werden in vier Hauptgruppen eingeteilt: Metalle (einschliesslich Halbleiter), keramische Stoffe mit den dazwischenliegenden Silikonen, Kunststoffe und als vierte Gruppe die aus all diesen gebildeten Verbundstoffe. Dann werden behandelt: Der Aufbau der festen Stoffe, Phasengemische mit einigen Beispielen über die atomare Struktur, den heterogenen Gleichgewichten, der Keimbildung und den metastabilen Zuständen; ferner die Grundlagen der Wärmebehandlung, die mechanischen, die übrigen physikalischen und die chemischen Eigenschaften. Bei den physikalischen wird neben den kernphysikalischen auf die elektrischen, ferromagnetischen, die optischen und die thermischen Eigenschaften eingegangen, bei den chemischen u. a. auf die elektrochemische und die Spannungsrisss-Korrosion.

Es folgen Kapitel über die keramischen und metallischen Werkstoffe, über die Kunststoffe mit den Thermoplasten, Duromeren, Elastomeren und einigen speziellen Kunststoffen, wie schäumbare und hochtemperaturbeständige Kunststoffe, Silikone und Klebstoffe.

Zum Schluss werden noch Verbundwerkstoffe, wie z. B. faserverstärkte Werkstoffe, Stahl- und Spannbeton, Hartmetalle, Oberflächenbeschichtung und Fragen der Fertigung und Konstruktion wie Umformen, Trennen, Zerspanen und Zusammenfügen (Schweissen, Löten, Kleben) behandelt.

Wie man sieht, wird also in konzentrierter Form ein sehr umfangreicher Stoff dargeboten. Das Buch setzt einige mathematische und gewisse Grundkenntnisse in Thermodynamik, technischer Mechanik, Physik und Chemie voraus; neben den höheren Semestern einer Technischen Hochschule oder Höheren Technischen Lehranstalt wird es aber auch dem in der Industrie tätigen Ingenieur, Physiker oder Chemiker, der sich mit der Anwendung oder Weiterentwicklung der verschiedenen Werkstoffarten befasst, bei seiner Aufgabe, deren Grenzen und Möglichkeiten zu beurteilen, den richtigen Werkstoff auszuwählen und auch, um sich eine Übersicht über das ganze Gebiet zu verschaffen, sehr wertvolle Dienste leisten.

E. Müller

DK: 681.3.004.4 : 681.3-7 : 65.012.8

SEV-Nr. A 743

400 Fragen zur Datensicherung. Arbeitsblattsammlung zur Vorbereitung einer Sicherheitsanalyse im EDV-Bereich und Umfeld der EDV. Von *A. Haueter*. Sulzbach/Taunus, Sperry Rand GmbH, ohne Jahr; 4°, 53 p.

Mit der Zunahme des Einsatzes von Datenverarbeitungsanlagen und vor allem der integrierten Speicherung und Verarbeitung von Daten aller Art stellen sich für den Benutzer solcher Systeme Fragen zur Sicherung und Sicherheit des Betriebs und der Daten. Der Autor hat auf der Basis der vom Bundesdatenschutzgesetz empfohlenen Sicherungsmassnahmen einen 400 Fragen umfassenden Katalog zusammengestellt, der dem Benutzer auf einfachste Weise gestattet, einen bestehenden Ist-Zustand durch Ja-Nein-Beantwortung zu überprüfen, durch geeignete Massnahmen zu verbessern und durch Setzen von Prioritäten zu gewichten. Auch werden die jeweils anfallenden Kosten mit einbezogen, so dass eine umfassende Planung der Sicherungsmassnahmen ermöglicht wird.

Der Fragenkatalog gliedert sich in die Hauptgruppen Objektbereich, Umfeld der EDV, EDV-Bereich und Organisationskontrolle. Die einzelnen Fragen werden, wo nötig, mit Beispielen ergänzt, und für zusätzliche Kriterien besteht pro Kapitel genügend freier Platz, so dass die Arbeitsblattsammlung zu einer permanent gültigen Arbeitsunterlage und letztlich einem unverzichtlichen Hilfsmittel aller für die Datenverarbeitung verantwortlichen Stellen wird.

Ch. Pauli

DK: 537 : 621.3

SEV-Nr. A 744

Nouveau cours d'électricité pratique. Par *J. Lignon* et *G. Fuchs*. Paris, Delagrave, 1978; 8°, 400 p., fig. Prix: bro. Fr. 18.70.

Ce Cours d'Electricité pratique a été conçu pour des jeunes gens qui poursuivent une instruction professionnelle dans une entreprise d'électricité et désirent élargir leurs connaissances. Il est également utile aux candidats d'examens professionnels, par exemple de maîtrise d'installateurs-électriciens. Quoique le cours soit basé sur le matériel, des symboles normalisés, des schémas, etc. d'usage courant en France, il représente un excellent moyen d'instruction aussi pour ceux qui cherchent à perfectionner leurs connaissances dans le domaine d'électricité dans notre pays.

La table des matières se compose de 42 chapitres sur la matière et l'énergie mécanique (comme rappels), ensuite sur les bases de l'énergie électrique, le magnétisme et l'électromagnétisme, le courant alternatif et ses machines, les machines à courant continu ainsi que les groupes convertisseurs et redresseurs. Dans tous les chapitres le lecteur est confronté avec des exemples explicatifs, des exercices et des problèmes lui permettant de contrôler son progrès dans l'étude de l'électricité.

Le texte bref mais très clair est complété par un grand nombre de figures, schémas et diagrammes. Les résultats numériques dans les exemples ont été réellement obtenus.

A. O. Wuillemin