

Classification
Physics Abstracts
47.80 — 42.78

Visualisation d'écoulements courbes

P. Petitjeans (*) et J. E. Wesfreid

Laboratoire d'Hydrodynamique et de Mécanique Physique (LHMP), (UA 857-CNRS), Ecole Supérieure de Physique et Chimie Industrielles de Paris (ESPCI), 10 rue Vauquelin, 75231 Paris Cedex 05, France

(Reçu le 13 février 1990, révisé le 11 mai 1990, accepté le 11 juin 1990)

Résumé. — Nous décrivons une méthode de visualisation d'écoulements courbes par *nappes laser*, particulièrement adaptée à l'étude des instabilités centrifuges, telles que l'instabilité de Taylor-Couette, de Dean, de Taylor-Görtler. Cette technique permet de visualiser de façon fine ce qui se passe très près de la paroi courbe, et la manière dont croît l'instabilité le long de l'écoulement. Le principe est simple et permet d'étendre le concept de *nappe laser plane* à celui de *nappe laser conique ou cylindrique*. Il consiste à placer dans un faisceau laser une lentille cylindrique inclinée par rapport à la direction du faisceau incident, et une optique de convergence selon que l'on veuille une *nappe laser conique ou cylindrique*.

Abstract. — We describe a visualization method of curved flow by *laser sheet*, particularly adapted to the study of centrifugal instabilities, as Taylor-Couette instability, Dean, Taylor-Görtler. This method allows to visualize precisely what happens close to the curved wall, and how the instability evolves along the flow. The principle is simple and allows to extend the concept of *plane laser sheet* to *conical or cylindrical laser sheet*. A cylindrical lens is inclined to the respect to the incident laser beam. A converging optical system may be used to obtain either conical or cylindrical laser sheet.

Introduction.

L'expérimentation joue un rôle très important en mécanique des fluides ; en effet, c'est elle qui permet d'établir des lois phénoménologiques, de valider les codes numériques, etc... Des techniques modernes de mesure de vitesse (de température, de pression) se sont donc développées telles que l'anémométrie Doppler, le traitement d'image...

Parallèlement, l'importance de la visualisation des écoulements de fluides a été de plus en plus prise en compte avec le développement de nouvelles techniques : fluorescence induite par laser, traitement d'image... Il est en effet important de voir quelle est l'allure de l'écoulement, quelle est sa direction privilégiée, quelles sont les grosses structures, leur taille, leur stationnarité, leur stabilité, leur périodicité, etc...

Une des techniques de visualisation les plus simples et les plus utilisées est celle de la *nappe laser* [1].

Elle consiste à placer, orthogonalement à un faisceau laser, une lentille cylindrique, et une optique de convergence. On obtient ainsi un *plan laser* orthogonal à l'axe de la lentille cylindrique. Ce plan, placé dans l'écoulement à observer, et moyennant un ensemencement adéquat du fluide, pourra révéler les structures principales de l'écoulement. L'ensemencement peut se faire avec des particules sphériques, des plaquettes de type kalliroscope, ou des traceurs fluorescents. Ces *nappes laser* offrent aussi la possibilité d'exploitations quantitatives automatiques grâce aux traitements d'images performants (Particle Image Velocimetry).

Cependant, les géométries parfois complexes dans lesquelles s'écoule le fluide nécessitent de plus en plus la visualisation d'écoulements courbes. En effet, l'étude des écoulements ayant des lignes de courant courbes est un sujet important en mécanique des fluides. Plusieurs de ces écoulements sont le siège d'instabilités centrifuges qui se manifestent par l'apparition de tourbillons longitudinaux (alignés dans le sens de l'écoulement moyen) s'il y a stratification instable du moment cinétique. Le critère de Rayleigh prévoit que si la circulation décroît avec le

(*) Service de Recherche en Aérodynamique et Turbine, SNECMA, Etablissement de Villaroche, 77550 Moissy Cramayel, France.

rayon de courbure, l'écoulement est potentiellement instable vis-à-vis des effets déstabilisants des forces centrifuges [2]. Les exemples les plus importants de ce type d'instabilité sont l'instabilité de Taylor-Couette dans l'écoulement entre deux cylindres coaxiaux en rotation, l'instabilité de Dean dans les coudes, et l'instabilité de Taylor-Görtler qui se développe dans les couches limites sur les parois concaves. L'étude de cette instabilité est importante en ce qui concerne les problèmes de refroidissement des aubes de turbine à gaz [3]. C'est dans le but d'étudier plus particulièrement ce dernier type d'écoulement que nous allons développer ici une technique de visualisation adaptée aux écoulements courbes, et facile à mettre en œuvre.

Le principe consiste à placer dans un faisceau laser une lentille cylindrique inclinée d'un angle α par rapport au faisceau incident (dans la suite, nous considérerons un simple barreau de verre). On obtient ainsi deux *pans de cône*, l'un obtenu par réflexion sur le barreau de verre, et l'autre obtenu par réfraction à l'intérieur du barreau (Figs. 1a et 1b). Plaçons ensuite une lentille convergente comme indiquée sur la figure, et on obtient deux *pans d'un cylindre*. Cela nous permet donc de généraliser le concept de plan laser à des géométries coniques ou cylindriques. Notons que l'on peut obtenir le même type de nappe conique par une méthode plus

complexe utilisant des scanners pilotés par ordinateur [4].

Description de la méthode.

On peut estimer par le calcul les caractéristiques de la *nappe laser courbe*. La méthode de calcul consiste à décomposer le faisceau laser en une série de *rayons*. Pour chacun de ces rayons lumineux, on établit l'équation du rayon réfléchi et celle du rayon réfracté (cf. annexe). On calcule ensuite l'intersection de ces rayons avec un plan orthogonal à l'axe du barreau de verre (d'équation $z = d$). On visualise ainsi une coupe du *cône* obtenu (Fig. 1a).

Les différents paramètres du problème sont :

- $2r$ le diamètre du barreau de verre,
- s le diamètre du faisceau laser,
- α l'angle d'incidence du faisceau sur le barreau, et
- d la distance entre la lentille convergente et le plan d'incidence du faisceau laser sur le barreau de verre,
- n l'indice de réfraction du verre (dans toute la suite, on prendra pour indice de réfraction du verre $n = 1,5$).

Des exemples de ce que l'on peut obtenir sont représentés figure 2, avec $2r = 2\text{ mm}$, $s = 0,8\text{ mm}$, $d = 100\text{ mm}$, α variant de 10° à 80° , et figure 3 avec $2r = 0,9\text{ mm}$, $s = 0,8\text{ mm}$, $d = 100\text{ mm}$, et $\alpha = 50^\circ$.

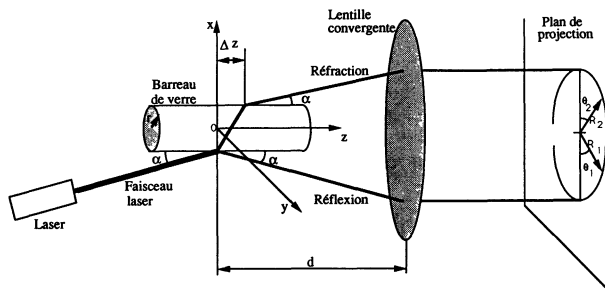


Fig. 1a. — Schéma du montage.

[Set-up.]

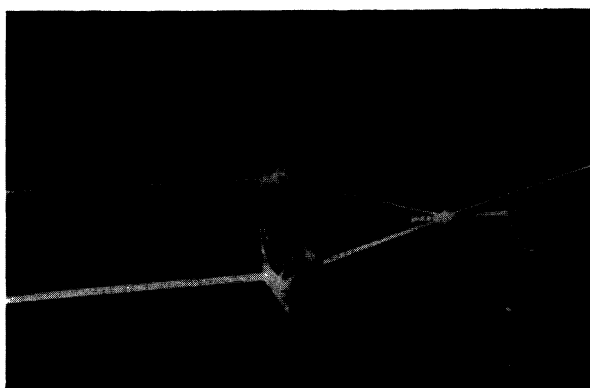


Fig. 1b. — Photo du montage.

[Picture.]

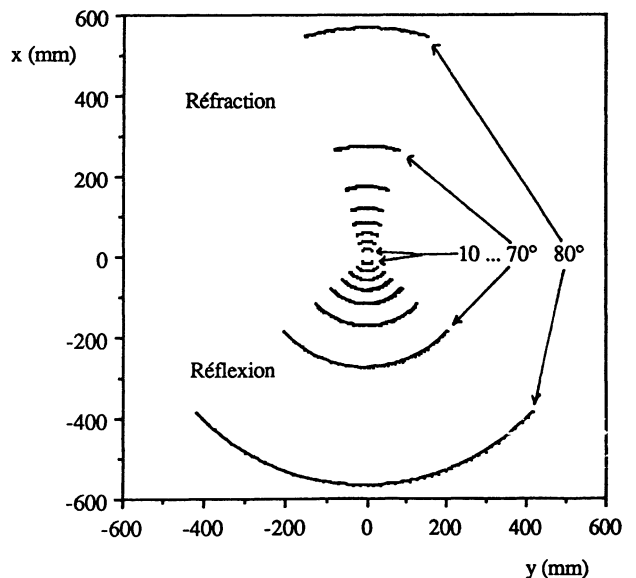


Fig. 2. — Coupe des tranches coniques pour $r = 1\text{ mm}$, $s = 0,8\text{ mm}$, $d = 100\text{ mm}$, et différents angles de 10° à 80° , tous les 10° .

[Section of conical sheet with $r = 1\text{ mm}$, $s = 0.8\text{ mm}$, $d = 100\text{ mm}$, and different angles between 10° and 80° , each 10° .]

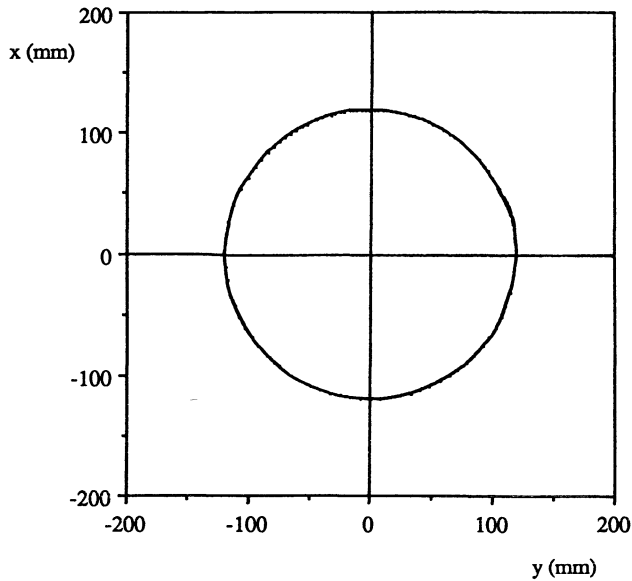


Fig. 3. — Coupe d'une tranche conique pour $2r = 0,9$ mm, $s = 0,8$ mm, $d = 100$ mm, et $\alpha = 50^\circ$.

[Section of conical sheet with $2r = 0.9$ mm, $s = 0.8$ mm, $d = 100$ mm, and $\alpha = 50^\circ$.]

Il faut remarquer que les rayons $R_1(\theta_1)$ et $R_2(\theta_2)$ des cônes réfléchis et transmis ne sont pas constants mais dépendent très faiblement de l'angle θ_j ($j = 1$ ou 2) qu'ils font avec l'axe des x (Fig. 1a). R_1 (réflexion) diminue si θ s'écarte de zéro, alors que R_2 (réfraction) augmente. Leurs variations peuvent être estimées et devenir négligeables si l'on fait un choix judicieux des différents paramètres. Par exemple, pour $2r = 2$ mm, $s = 0,8$ mm, $\alpha = 45^\circ$, et $d = 100$ mm, on obtient $\delta R_1/R_1 < 0,16\%$ pour la réflexion, et $\delta R_2/R_2 < 0,14\%$ pour la réfraction, où $\delta R_j = R_j(\theta_j) - R_j(0)$.

Les rayons R_1 et R_2 (pour $\theta_j = 0$) des cônes réfléchis et transmis (Fig. 1a) varient de la façon suivante :

- Pour la réflexion : $R_1(\theta_1 = 0) = r + d \cdot \operatorname{tg} \alpha$.
- Pour la réfraction :

$$R_2(\theta_2 = 0) = r + d \cdot \operatorname{tg} \alpha - (2r \cdot \sin \alpha) / (n^2 - \cos^2 \alpha)^{1/2}.$$

La différence $\Delta R(\theta_j = 0)$ entre les deux rayons R_1 et R_2 est très faible. Elle peut être évaluée (Fig. 4b), et on obtient, pour les mêmes valeurs des paramètres que précédemment, $\Delta R/R_{\text{moy}} < 1,7\%$. Cette légère différence s'explique par le décalage Δz qu'il y a entre les plans d'incidence du faisceau original (et donc d'origine du faisceau réfléchi) et celui d'émergence du faisceau réfracté (Fig. 1a) ; $\Delta R = \Delta z \cdot \operatorname{tg} \alpha = 2r \cdot \sin \alpha / (n^2 - \cos^2 \alpha)^{1/2}$.

Un exemple de valeurs de rayons transmis $R_2(\theta_2 = 0)$ est donné figure 4a avec $2r = 2$ mm, $s = 0,8$ mm, $d = 100$ mm, et α variant entre 0 et 90° (correspondant aux courbes de la figure 2).

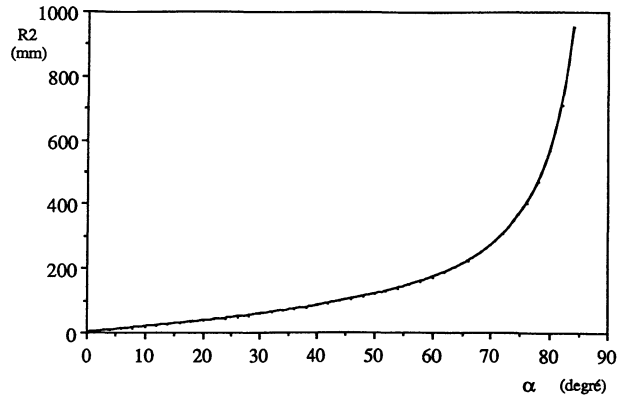


Fig. 4a. — Rayon $R_2(\theta_2 = 0)$ des courbes obtenues par réfraction en fonction de l'angle d'incidence α du faisceau initial pour $2r = 2$ mm, $s = 0,8$ mm, et $d = 100$ mm.

[Refracted radius $R_2(\theta_2 = 0)$ as a function of the beam angle of incidence with $2r = 2$ mm, $s = 0.8$ mm, and $d = 100$ mm.]

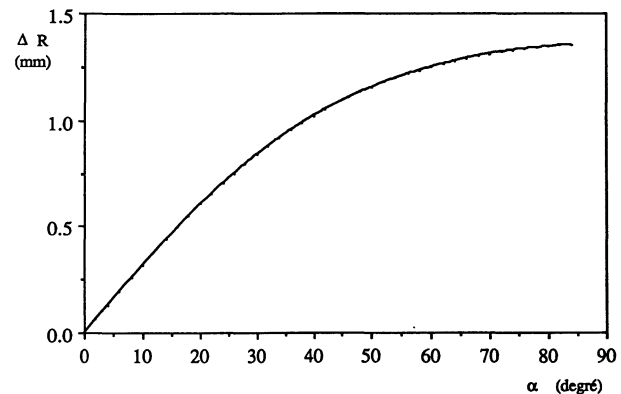


Fig. 4b. — Différence $\Delta R(\theta_j = 0)$ entre les rayons $R_1(\theta_1 = 0)$ et $R_2(\theta_2 = 0)$ des courbes obtenues par réflexion et réfraction en fonction de l'angle d'incidence α du faisceau initial pour $2r = 2$ mm, $s = 0,8$ mm, et $d = 100$ mm.

[The difference $\Delta R(\theta_j = 0)$ between R_1 (radius reflected) and R_2 (radius refracted) as a function of the angle of incidence α with $2r = 2$ mm, $s = 0.8$ mm and $d = 100$ mm.]

L'extension angulaire ou ouverture de la nappe varie en fonction du rapport $2r/s$ des diamètres du barreau et du faisceau laser. Pour des cas habituels de diamètre de faisceaux laser sans focalisation ni élargissement du faisceau (où l'on a en général $s = 0,8$ mm), c'est le diamètre du barreau qui impose l'ouverture de la nappe laser. On a représenté figure 5 l'angle d'ouverture 2θ en fonction du diamètre du barreau de verre, avec $d = 100$ mm, $s = 0,8$ mm, et $\alpha = 45^\circ$. On remarque que l'on peut obtenir un cylindre complet pour des barreaux de faibles diamètres (< 1 mm) ce qui peut se révéler utile pour certaines applications.

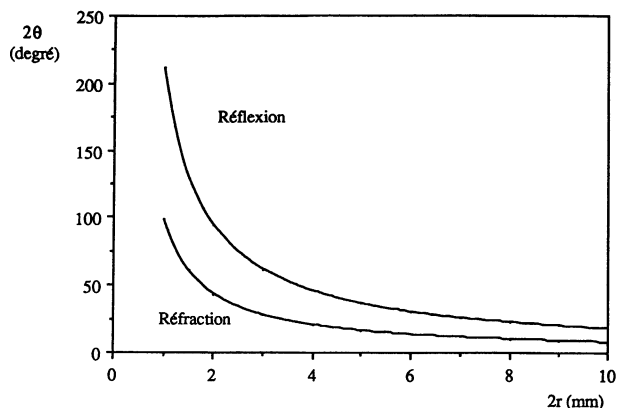


Fig. 5. — Angle d'ouverture 2θ d'une coupe de la tranche conique en fonction du diamètre $2r$ du barreau de verre pour $d = 100$ mm, $s = 0,8$ mm, et $\alpha = 45^\circ$.

[Lateral angular extension 2θ (of the conical sheet) as a function of the diameter $2r$ of the glass bar with $d = 100$ mm, $s = 0.8$ mm, and $\alpha = 45^\circ$.]

La distribution angulaire de l'intensité lumineuse des nappes n'est pas constante et varie en fonction de l'angle d'inclinaison du faisceau laser par rapport au barreau de verre, de la polarisation du faisceau, et de la répartition initiale de l'intensité du faisceau. De plus, l'indice de réfraction du verre intervient sur le coefficient de partage entre la réflexion et la réfraction [5]. Cependant, en raison de phénomènes d'astigmatisme et de réflexion multiple à l'intérieur du barreau de verre, les éclaircissements réfléchis et réfractés sont du même ordre.

L'épaisseur de la nappe lumineuse est au plus égale au diamètre s du faisceau incident pour $\theta_j = 0$ et diminue au fur et à mesure que θ_j augmente.

Une étude plus détaillée doit être effectuée si l'on désire appliquer cette technique à des traitements d'images plus quantitatifs où l'intensité de la nappe laser doit être prise en compte.

PASSAGE CÔNE-CYLINDRE. — Le passage de la nappe conique à la nappe cylindrique se fait par l'intermédiaire d'une lentille convergente placée orthogonalement à l'axe du barreau. On peut éventuellement décaler l'axe du barreau et l'axe de la lentille l'un par rapport à l'autre pour corriger ou diminuer la différence entre les rayons R_1 et R_2 . La lentille est placée à une distance d de l'intersection barreau-faisceau laser correspondant à sa distance focale (Fig. 1a). Une correction de cette distance d s'impose pour tenir compte du décalage Δz de départ des rayons réfléchis et réfractés. On obtient au-delà une surface cylindrique, ou plus exactement deux *pans de cylindre*, qui peuvent éventuellement former un cylindre complet si on a choisi un diamètre faible pour le barreau de verre.

CHOIX DES DIFFÉRENTS PARAMÈTRES. — On peut résumer dans la suite la procédure à suivre pour choisir les paramètres géométriques d'un montage optique destiné à obtenir une nappe cylindrique (Fig. 1a).

1) Le rayon du cylindre lumineux que l'on veut obtenir est imposé par le rayon de courbure de l'écoulement que l'on veut observer : R .

2) La valeur du diamètre s du faisceau laser est en général de l'ordre de $0,8$ mm si l'on ne met aucune optique de focalisation ou d'élargissement du faisceau.

3) Le diamètre de la lentille convergente doit simplement être supérieur à celui du cylindre lumineux que l'on veut obtenir (dans les cas où l'on veut obtenir des cylindres lumineux de grands diamètres, on peut utiliser des lentilles de type Fresnel). L'ouverture de la lentille définit alors sa focale d , donc la distance entre la lentille et l'intersection barreau-faisceau laser.

4) L'angle d'incidence du faisceau laser sur le barreau de verre est imposé par la focale d de la lentille et le rayon R du cylindre que l'on veut obtenir par la relation : $\alpha = \arctg(R/d)$.

5) Quant au choix du diamètre du barreau de verre, il se fait en fonction de l'argument suivant : Comme nous l'avons déjà vu, l'angle d'ouverture 2θ de la *nappe laser* est d'autant plus grand que le diamètre du barreau de verre est petit. Donc, si l'on veut une surface relativement étendue ou même totalement refermée, on doit choisir un barreau de verre de diamètre faible (mais supérieur à celui du faisceau laser !).

Exemples d'application.

Comme nous l'avons évoqué dans l'introduction, un exemple d'application à l'hydrodynamique des écoulements courbes est la visualisation des tourbillons qui se développent sous certaines conditions lorsque les lignes de courant sont courbes comme on peut l'observer dans les instabilités centrifuges.

En particulier, cette technique est très bien adaptée à la visualisation des tourbillons de Görtler qui se développent dans les couches limites le long des parois concaves. En effet, une nappe laser cylindrique coaxiale à la paroi concave permet de visualiser de façon très fine les tourbillons longitudinaux. Des expériences préliminaires sont en cours d'exploitation [6].

Nous avons aussi utilisé cette technique pour l'étude des instabilités de type Taylor-Couette et pour visualiser les structures générées pendant l'étape de *spin-down* des fluides en rotation.

On peut aussi envisager d'utiliser cette méthode pour l'étude des écoulements tridimensionnels sur les aubes de turbines.

Un dernier exemple d'application est la visualisation des écoulements de gaz dans les chambres de combustion ou cylindres des moteurs à explosion.

Remerciements.

Nous voudrions remercier M. Philbert de l'ONERA pour nous avoir suggéré cette méthode.

Nous voudrions aussi remercier J. C. Charmet, M. Fermigier et H. Peerhossaini pour l'aide qu'ils nous ont apportée.

Annexe.

Nous allons donner ici la méthode et les équations qui ont permis de trouver les trajectoires des rayons réfléchis et transmis.

On décompose le faisceau laser en plusieurs rayons. Chaque rayon est défini par la direction du faisceau incident, et son point d'intersection I avec le barreau de verre. Les coordonnées du point I sont :

$$I(x_0 = -\sqrt{r^2 - y_0^2}; y_0; z_0),$$

avec y_0 et z_0 décrivant la surface d'intersection du faisceau laser sur le barreau de verre. On calcule ensuite les équations des rayons réfléchis et transmis issus des rayons incidents (Fig. 6).

Ces équations sont données sous forme paramétrique en k .

Réflexion :

$$x = x_0 + k \left(\frac{2 y_0^2 - r^2}{r^2} \right) \quad (1a)$$

$$y = y_0 - k \left(\frac{2 x_0 y_0}{r^2} \right) \quad (1b)$$

$$z = z_0 + \frac{k}{\text{tg } \alpha} \quad (1c)$$

avec y_0 et z_0 décrivant la surface d'intersection du faisceau laser sur le barreau de verre.

Réfraction :

$$x = x_{I'} + k \frac{\sin \alpha}{r^2} (-x_{I'} x_0 - y_{I'} y_0) \quad (2a)$$

$$y = y_{I'} + k \frac{\sin \alpha}{r^2} (-y_{I'} x_0 + x_{I'} y_0) \quad (2b)$$

$$z = z_{I'} + k n w_3 \quad (2c)$$

où $x_{I'}$, $y_{I'}$, et $z_{I'}$ sont les coordonnées du point I' de sortie du rayon (Fig. 6) :

$$x_{I'} = x_0 + p w_1 \quad (3a)$$

$$y_{I'} = y_0 + p w_2 \quad (3b)$$

$$z_{I'} = z_0 + p w_3 \quad (3c)$$

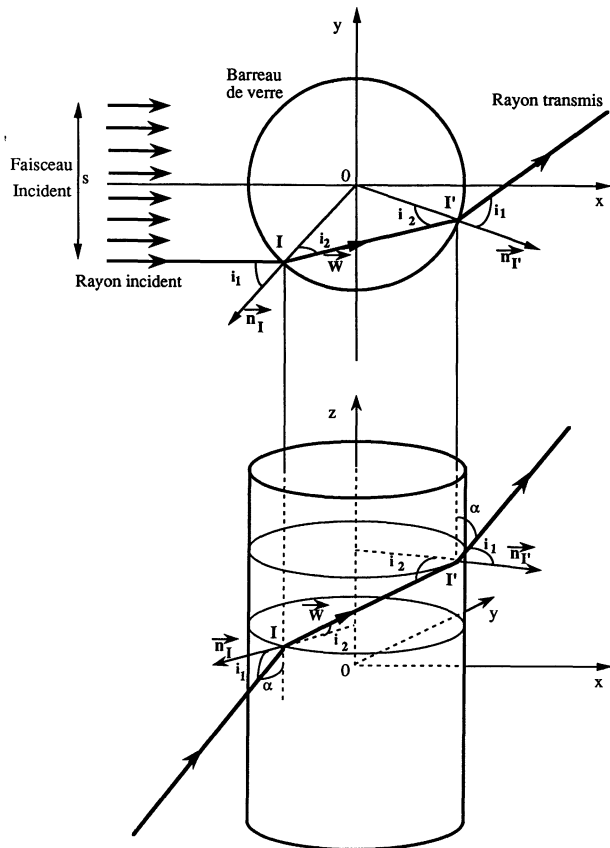


Fig. 6. — Schéma du trajet d'un rayon.

[Course of a ray.]

avec

$$p = \frac{2 r n \sqrt{n^2 + \ell^2}}{n^2 - \cos^2 \alpha} \quad (4)$$

et

$$\ell = \sqrt{\cos^2 \alpha + \frac{y_0^2}{r^2} \sin^2 \alpha} \quad (5)$$

et où w_1 , w_2 , et w_3 sont les composantes du vecteur directeur unitaire de la trajectoire du rayon à l'intérieur du barreau entre les points I et I' d'entrée et de sortie du rayon (ou entre la 1^{re} et la 2^e réfraction) (Fig. 6) :

$$w_1 = -\frac{x_0}{r} \frac{\sqrt{n^2 - \ell^2}}{n} + \frac{y_0^2}{r^2 n} \sin \alpha \quad (6a)$$

$$w_2 = -\frac{y_0}{r} \frac{\sqrt{n^2 - \ell^2}}{n} - \frac{x_0 y_0}{r^2 n} \sin \alpha \quad (6b)$$

$$w_3 = \frac{\cos \alpha}{n} \quad (6c)$$

avec y_0 et z_0 décrivant la surface d'intersection du faisceau laser sur le barreau de verre.

Bibliographie

- [1] MENZKIRCH W., Flow Visualization (Academic Press) 1972.
- [2] PEERHOSSAINI H. et WESFREID J. E., « Les Tourbillons de Görtler et leur Influence sur les Aubes de Turbines à Gaz », Bulletin de l'Association Technique Maritime et Aéronautique, n° 88 (1988) pp. 361-381.
- [3] DRAZIN P. G. and REID W. H., Hydrodynamics Stability, Ch. 3, (Cambridge Univ. Press) 1981.
- [4] PRENEL J. P., PORCAR R., DIEMUNSCH G., « 3D Visualizations by Means of Laser Beam Sweeps », Flow visualisation IV, pp. 99-103, Claude Veret Ed. (Hemisphere Publishing Corporation) 1986.
- [5] JENKINS F. A. and WHITE H. E., Fundamentals of Optics (International Student Editions) 1957.
- [6] PERRIER M., Centre National de Recherches Météorologiques, Toulouse, Communication privée.

Commission paritaire N° 57.920