

Zeitschrift: Bulletin der Schweizerischen Akademie der Medizinischen Wissenschaften = Bulletin de l'Académie suisse des sciences médicales = Bollettino dell' Accademia svizzera delle scienze mediche

Herausgeber: Schweizerische Akademie der Medizinischen Wissenschaften

Band: 24 (1968)

Artikel: La rhéologie sanguine : les aspects physiques

Autor: Caloz, G.

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-307717>

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: 11.04.2026

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

La rhéologie sanguine – les aspects physiques

G. CALOZ

Parler du mouvement d'un liquide sans se baser sur des faits expérimentaux précis revient à se perdre dans des discussions hasardeuses. Cette constatation nous a amené à décrire d'abord une expérience simple avant de traiter le problème de façon plus théorique.

Données expérimentales

Déjà vers les années 1880, OSBORNE REYNOLDS publiait un travail traitant de la possibilité de savoir si le mouvement de l'eau dans un canal était «direct ou sinueux». Sa méthode consistait à introduire dans le courant un filet de liquide coloré. Aussi longtemps que la vitesse était faible, le filet coulait comme un fil à travers tout le canal. Mais dès que le courant dépassait une

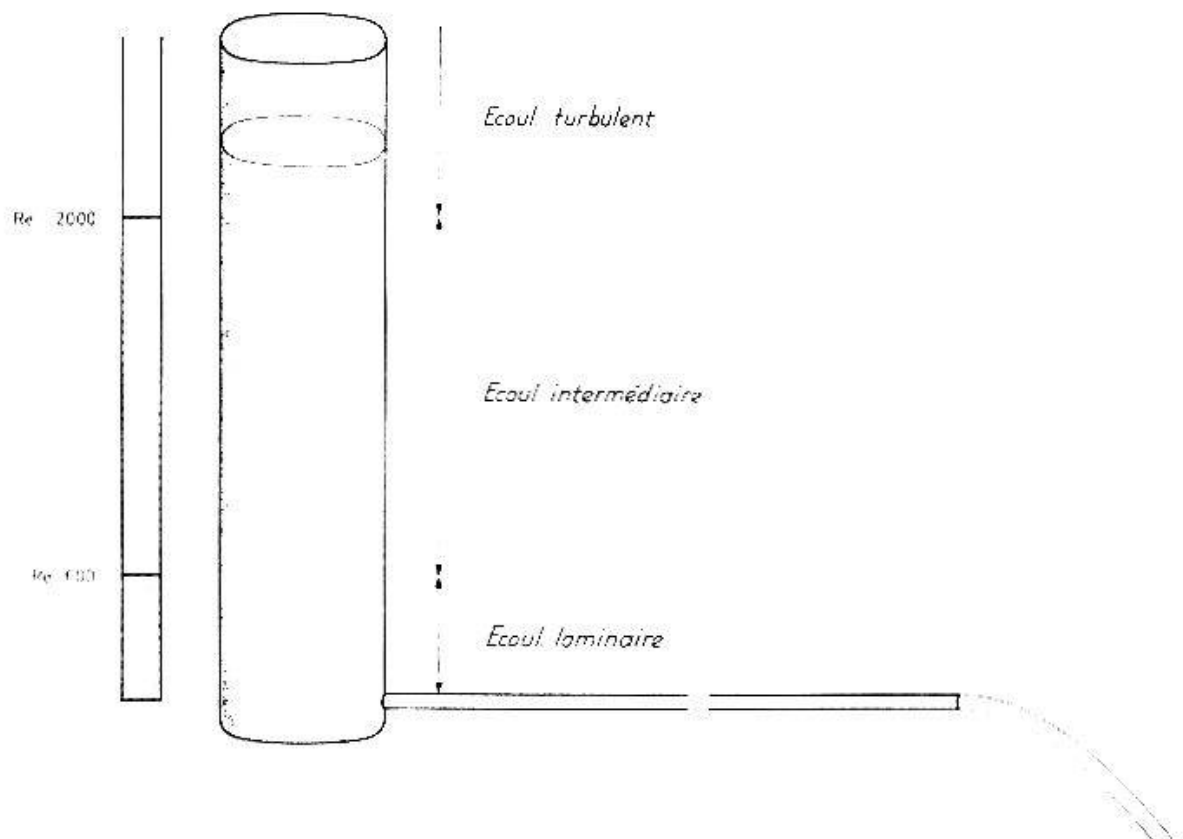


Fig. 1. Dispositif expérimental servant à mettre en évidence les différentes formes d'écoulement.

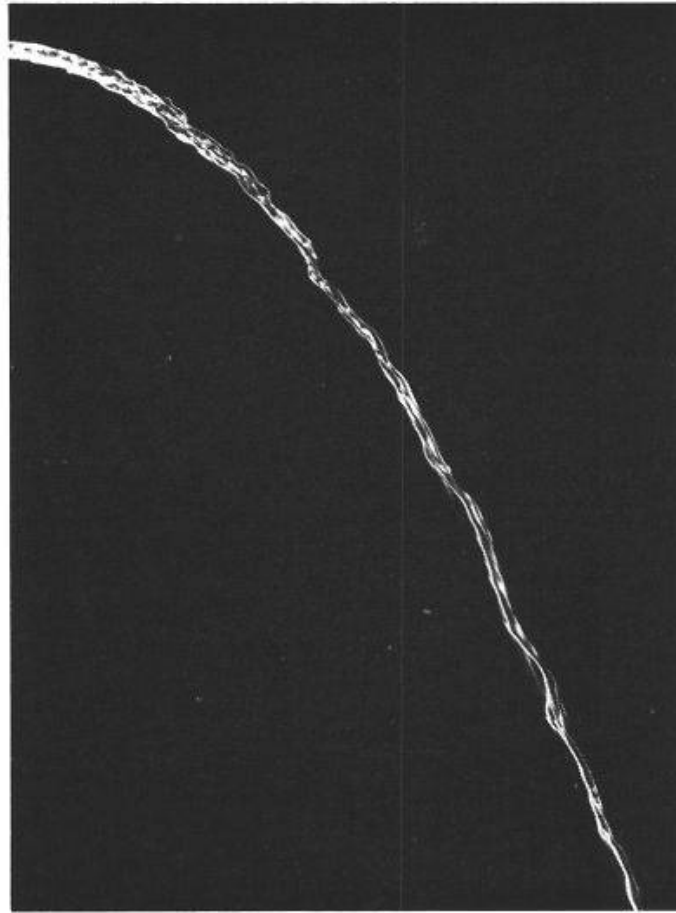


Fig. 2. Jet turbulent photographié à l'aide d'un flash électronique, $Re = 2300$.

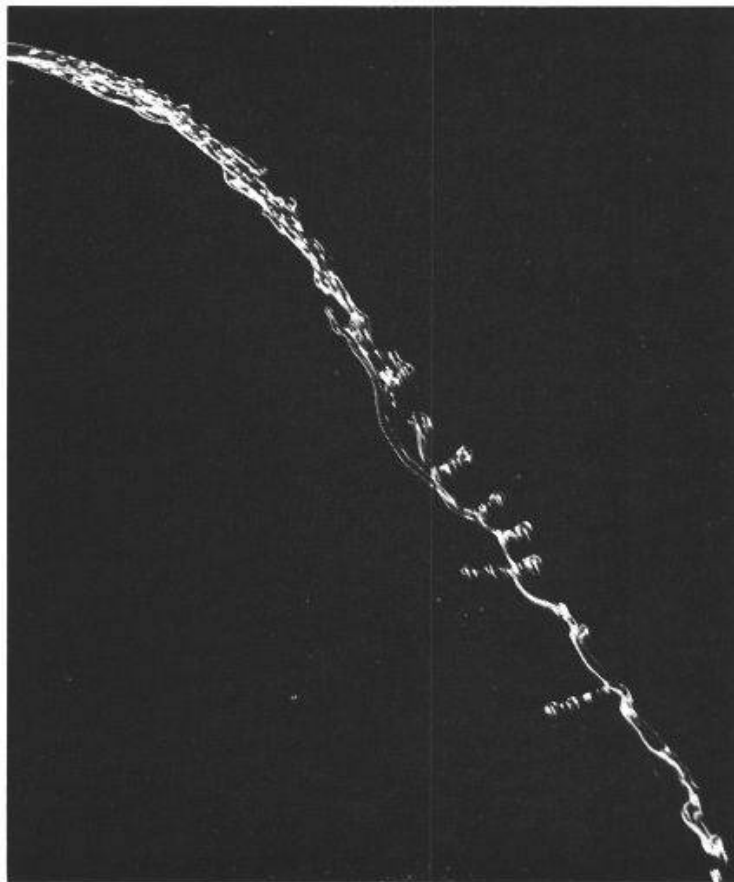


Fig. 3. Jet intermédiaire, $Re = 1230$.



Fig. 4. Jet laminaire, $Re = 260$.

certaine vitesse, le filet partait dans tous les sens et finissait par teinter uniformément le liquide. On a donné au premier type d'écoulement le nom d'écoulement laminaire et au second celui d'écoulement turbulent.

La technique indiquée par REYNOLDS n'est pas unique; nous allons en exposer une autre qui offre l'avantage d'être facilement réalisable.

A un cylindre en plexiglas de 19 cm de diamètre et 240 cm de hauteur, nous ajustons un tube de laiton de 400 cm de longueur et 1,6 cm de diamètre (Fig. 1). Après avoir rempli le cylindre d'un mélange de glycérine et d'eau, nous laissons le liquide s'échapper à l'air libre et nous observons le jet.

En prenant soin de garder la température et la densité constantes ainsi que la teneur en air, nous constatons que certains phénomènes se reproduisent avec une régularité parfaite.

La forme du jet varie en même temps que la hauteur de la colonne du liquide dans le réservoir et ceci de la façon suivante: Lorsque le niveau est à son maximum, le fluide s'écoule en un jet unique, complètement opaque et sa trajectoire oscille, mais faiblement, autour d'une trajectoire moyenne régie par les lois de la balistique; c'est l'écoulement turbulent (Fig. 2). Avec la diminution de la hauteur l'amplitude des oscillations augmente, le jet devient nettement instable et pendant de courts instants des plages de liquide

transparent apparaissent dans le courant (Fig. 3). Ces dernières prennent de plus en plus de l'importance au détriment des perturbations qui deviennent sporadiques et disparaissent pour une hauteur bien déterminée. A partir de ce moment, le jet prend la forme caractéristique de la laminarité. Il est d'apparence limpide, se divise en deux parties d'inégale importance réunies par une fine lamelle et possède une constance parfaite dans le temps (Fig. 4).

Considérations théoriques

L'approche d'un problème tel que celui de l'écoulement d'un liquide hétérogène à travers des tubes ramifiés et élastiques doit s'appuyer sur des modèles dont la complexité ne peut être que progressive. Dans cette perspective, on comprend comment la connaissance des faits expérimentaux que nous avons décrits va servir de point de départ et de référence à l'analyse de phénomènes plus compliqués.

Comme nous l'avons vu, un liquide peut s'écouler sous des formes complètement différentes; formes auxquelles devraient correspondre des lois physiques spécifiques. Malheureusement, la mécanique des fluides ne s'applique, avec exactitude, que dans des domaines bien particuliers laissant le plus souvent la place à des formules empiriques.

Le principe qui s'avère le plus utile pour nous est celui de la conservation de l'énergie. En élevant une certaine masse de liquide à une hauteur h au-dessus du sol, on lui fournit une énergie potentielle; en laissant cette masse s'écouler à travers un tube horizontal, on voit comment cette même énergie disparaît.

On pourrait penser que l'énergie potentielle se transforme totalement en énergie cinétique, ce qui voudrait dire que le liquide s'écoulerait avec la vitesse $v = \sqrt{2gh}$ obéissant ainsi aux lois de mouvement des corps sans frottement. Cependant, un liquide en mouvement possède, par rapport à l'état de repos, une structure moléculaire modifiée, et le passage d'un état à l'autre exige un apport d'énergie.

Dans le cas du courant que nous envisageons, cette énergie est fonction de la nature du liquide et de la vitesse moyenne d'écoulement. En gardant le premier paramètre constant, on ramène toute la discussion sur le second. On admet que pour des valeurs peu élevées de la vitesse les molécules à la paroi restent au repos alors que plus l'on se rapproche de l'axe du tube plus leur mouvement augmente.

Le liquide s'écoule en couches concentriques qui glissent les unes sur les autres. Les forces nécessaires à produire cette déformation, appelées forces de viscosité, sont représentées par la relation de proportionnalité suivante:

$$F_{\eta} \sim \frac{\eta \bar{v}}{R^2}$$

où η est le coefficient de viscosité du liquide considéré, \bar{v} la vitesse moyenne (débit/ πR^2) et R le rayon du tube.

Aux vitesses élevées, les trajectoires sont fortement perturbées. Les couches de liquide se déchirent en éléments dont les mouvements, mal connus, font penser à une sorte de vibration. Les forces qui apparaissent alors et remplacent les précédentes se nomment forces d'inertie et obéissent à la relation suivante :

$$F_i \sim \frac{\rho \bar{v}^2}{R} \quad (\rho \text{ est la densité du liquide})$$

La prédominance de l'un ou l'autre type de ces forces caractérise le régime d'écoulement. Les forces de viscosité engendrent un écoulement laminaire, les forces d'inertie un écoulement turbulent. La transition entre les deux états n'est pas rigoureusement définie, elle donne naissance à un type hybride des deux premiers que l'on peut appeler écoulement intermédiaire.

Une manière de caractériser un courant consiste à établir le rapport entre les forces d'inertie et les forces de viscosité. Ce paramètre sans dimension, variant de zéro à l'infini, s'appelle le nombre de REYNOLDS

$$Re = \frac{F_i}{F_\eta} = \frac{\rho \bar{v}^2}{R} \cdot \frac{R^2}{\eta \bar{v}} = \frac{\rho \bar{v} R}{\eta}$$

Nous allons l'utiliser pour fixer l'état d'écoulement d'un liquide et ceci de la façon suivante :

Régime laminaire	pour	$Re < 600$
Régime intermédiaire	pour	$600 < Re < 2000$
Régime turbulent	pour	$Re > 2000$

Comme on le verra plus tard, cette classification ne manque pas d'arbitraire.

Au point de vue de l'énergie, la dissipation par frottement dans un tube de 4 m de long est de l'ordre de 70% dans le cas laminaire et de 90% dans le cas turbulent. L'influence du frottement est donc assez importante pour que l'on essaie d'en comprendre le mécanisme.

Écoulement laminaire (Re < 600)

L'expérience montre que pour un courant laminaire et horizontal le bilan énergétique s'établit de la façon suivante :

$$h_t = \frac{8\eta l}{\rho g} \cdot \frac{\bar{v}}{R^2} + 2 \left(\frac{\bar{v}^2}{2g} \right) + \alpha \frac{\bar{v}^2}{2g} \quad (1)$$

ou symboliquement

$$h_t = h_f + h_{cin} + h_e$$

h_t représente la hauteur totale du liquide (énergie potentielle), h_f l'énergie perdue par frottement (chaleur dissipée dans le tube de longueur l), h_{cin} l'énergie cinétique de la masse en mouvement et h_e une énergie supplémentaire perdue à l'entrée.

Le premier terme du membre de droite h_f se déduit théoriquement en utilisant la seule hypothèse de Newton dont l'énoncé est le suivant : le déplacement relatif et uniforme de deux couches de liquide de surface S , séparées par la distance dr , implique l'action de la force

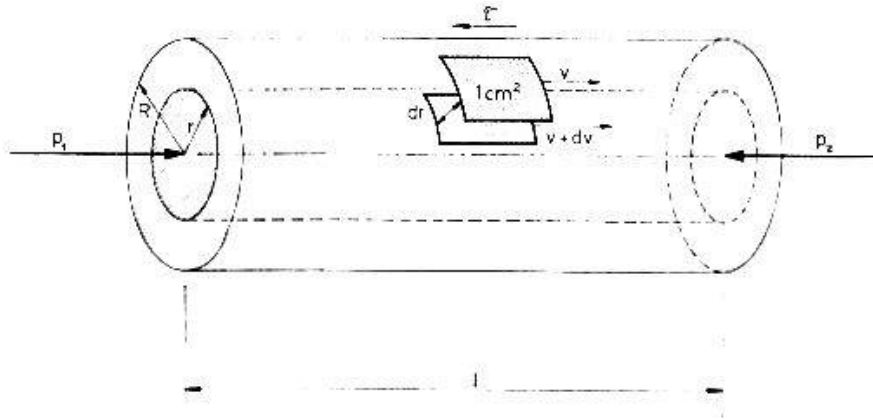


Fig. 5. Dédution de la loi de Poiseuille.

$$F = \eta \frac{dv}{dr} S$$

On donne en général cette relation sous la forme

$$\frac{F}{S} = \tau = \eta \frac{dv}{dr} \quad (2)$$

Dans le cas d'un courant à symétrie cylindrique on considère une colonne de liquide de rayon r et de longueur l (Fig. 5).

Les forces qui agissent sur ce volume de liquide sont, d'une part, la force due à la différence de pression et d'autre part, la force de frottement.

Donc

1. Force due à la pression: pression \times surface

$$\pi r^2 p_1 - \pi r^2 p_2 = \pi r^2 (p_1 - p_2)$$

2. Force de frottement $\eta S \frac{dv}{dr} = \eta 2\pi r l \frac{dv}{dr}$

Pour que le mouvement soit stationnaire, la somme des deux forces doit disparaître

$$\pi r^2 (p_1 - p_2) + \eta 2\pi r l \frac{dv}{dr} = 0$$

on tire de là $\frac{dv}{dr} = -\frac{l}{2\eta} \frac{p_1 - p_2}{l} r$

et $v(r) = -\frac{l}{4\eta} \frac{p_1 - p_2}{l} r^2 + C$

La condition aux limites $v(R) = 0$ détermine la constante C

$$v(R) = -\frac{l}{4\eta} \frac{p_1 - p_2}{l} R^2 + C = 0$$

$$C = \frac{l}{4\eta} \frac{p_1 - p_2}{l} R^2$$

ainsi $v(r) = \frac{l}{4\eta} \frac{p_1 - p_2}{l} (R^2 - r^2)$ (3)

La répartition des vitesses en fonction du rayon est donc parabolique avec une vitesse maximale pour $r = 0$ égale à $v_{(0)} = \frac{l}{4\eta} \frac{p_1 - p_2}{l} R^2 = v_{\max}$. On va encore calculer le débit, c'est-à-dire le volume qui s'écoule par seconde. A travers une couronne circulaire

comprise entre r et $r + dr$, il passe un volume égal à la surface de la couronne multipliée par la vitesse $v(r)$ à l'endroit r

$$dV = 2\pi r \cdot dr \cdot v(r) = 2\pi r \cdot dr \cdot \frac{1}{4\eta} \frac{p_1 - p_2}{l} (R^2 - r^2)$$

Le débit à travers tout le tube s'obtient par intégration

$$V = \int_0^R dV = \int_0^R 2\pi r \cdot dr \cdot v(r) = \frac{\pi}{8\eta} \frac{p_1 - p_2}{l} R^4 \quad (4)$$

Par définition, la vitesse moyenne a la valeur

$$\bar{v} = \frac{V}{\pi R^2} = \frac{1}{8\eta} \frac{p_1 - p_2}{l} R^2$$

il faut remarquer que c'est exactement la moitié de la vitesse maximale. En notant $p_1 - p_2 = \rho gh_f$ et en utilisant la vitesse moyenne, l'équation (4) devient :

$$\pi R^2 \bar{v} = \frac{\pi}{8\eta} \cdot \frac{\rho gh_f}{l} R^4$$

d'où
$$h_f = \frac{8\eta l}{\rho g} \frac{\bar{v}}{R^2} \quad (4a)$$

Le premier à avoir trouvé cette relation, en expérimentant avec des tubes capillaires, fut POISEUILLE.

Le calcul du second terme h_{cin} revient à déterminer l'énergie cinétique par unité de volume et de temps du liquide en mouvement. La masse de liquide qui passe à travers la couronne circulaire entre r et $r + dr$ est égale à :

$$dm = \rho dV = \rho 2\pi r \cdot dr \cdot v(r)$$

Son énergie cinétique vaut :

$$dE = dm \frac{v^2(r)}{2} = \rho \pi r \cdot dr \cdot v^3(r)$$

Par intégration sur le rayon on obtient l'énergie totale

$$E = \int_0^R dE = \int_0^R \rho \pi r \cdot dr \cdot v^3(r)$$

On remplace dans l'équation ci-dessus $v(r)$ par sa valeur dans la relation (3) et l'on arrive après le calcul à :

$$E = \rho \pi \frac{(p_1 - p_2)^3}{64 \eta^3 l^3} \frac{R^8}{8} = \rho \pi R^2 \bar{v}^3$$

Il est maintenant possible de trouver l'énergie par unité de volume

$$\frac{E}{V} = \frac{E}{\pi R^2 \bar{v}} = \rho \bar{v}^2$$

Cette énergie cinétique provient d'une énergie potentielle, c'est-à-dire d'une certaine hauteur de liquide h_{cin}

donc
$$\rho gh_{cin} = \rho \bar{v}^2$$

d'où
$$h_{cin} = \frac{\bar{v}^2}{g} = 2 \left(\frac{\bar{v}^2}{2g} \right) \quad (5)$$

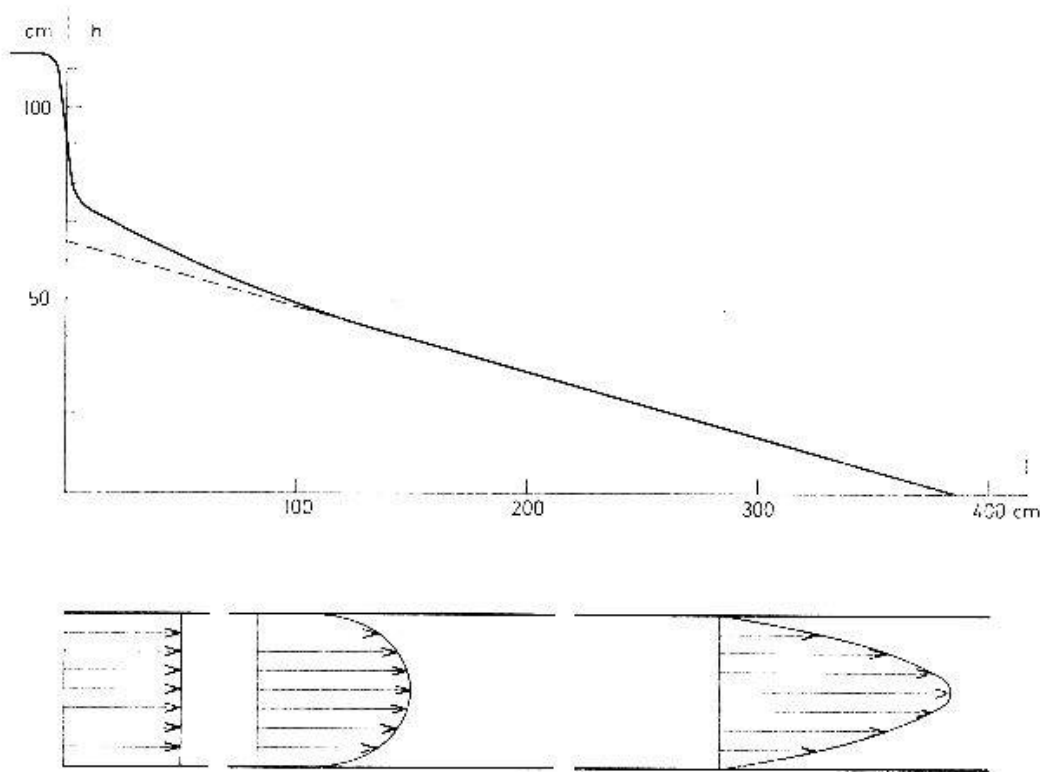


Fig. 6. Perte de charge et formation du profil d'un écoulement laminaire.

Il faut remarquer que l'énergie cinétique est double de celle que l'on pourrait attendre. Parmi tous les profils possibles, le profil parabolique a donc pour conséquence une dissipation minimale d'énergie par frottement. Historiquement, le terme représentant l'énergie cinétique fut mentionné par HAGEN et interprété par HAGENBACH. Malheureusement ce dernier fit une faute de calcul et trouva à la place du facteur 2 la valeur 1,587.

Quant au dernier terme $\alpha \frac{\bar{v}^2}{2g}$ il ne peut être tiré que de l'expérience. En mesurant la chute de pression (ou perte de charge) le long du tube (Fig. 2), on constate que, si elle est linéaire sur la dernière partie de celui-ci, elle possède une allure plus complexe et une valeur plus grande sur une région appelée «longueur d'entrée». L'explication de ce phénomène c'est la mesure du profil des vitesses qui nous la donnera (Fig. 6).

Immédiatement à l'entrée du tube, tous les filets de courant possèdent la même vitesse, le profil est plan. L'influence du frottement sur la paroi agit progressivement pour induire à la fin de la longueur d'entrée un profil parfaitement parabolique. Aussi paradoxal que cela paraisse, la perte de charge dans cette première région est plus importante que dans la zone à profil parabolique.

BOUSSINESQ¹ et SCHILLER ont calculé cette longueur d'entrée et donnent comme valeur :

¹ Pour la bibliographie, on se rapportera à la publication du Professeur ALOYS MÜLLER: *Abhandlungen zur Mechanik der Flüssigkeiten*. Verlag der Universitätsbuchhandlung, Freiburg (Schweiz) 1936.

le premier
$$L_B = 0,26 \frac{\rho \bar{v} R^2}{\eta}$$

et le second
$$L_S = 0,115 \frac{\rho \bar{v} R^2}{\eta}$$

Il existe une correspondance entre la longueur d'entrée L et le facteur α pour $L = L_B$, $\alpha = 0,24$ et pour $L = L_S$, $\alpha = 0,16$.

Si la valeur trouvée par BOUSSINESQ se rapproche le plus de la réalité, elle n'est pas exacte, d'autant moins exacte que le coefficient α varie encore avec le nombre de REYNOLDS.

Pour le cas limite où la vitesse moyenne devient très faible, les deux termes h_{cin} et h_e deviennent négligeables par rapport à h_f .

La relation (1) se simplifie et redonne la loi de POISEUILLE

$$h_t = h_f = \frac{8\eta l}{\rho g} \frac{\bar{v}}{R^2}$$

Il serait naturel de parler maintenant du régime intermédiaire mais comme celui-ci est un mélange des deux autres, il semble raisonnable de traiter le régime turbulent d'abord.

Écoulement turbulent (Re > 2000)

Un jet laminaire est caractérisé par son apparence limpide et sa forme en lame de faux, dès que la vitesse augmente pour atteindre un nombre de Reynolds de 2000, le liquide se trouble et sa trajectoire se rapproche de la parabole balistique (voir Fig. 1 et 3).

Le bilan énergétique d'un tel écoulement obéit à la relation

$$h_t = \frac{0,133}{Re^{1/4}} \cdot \frac{1}{2g} \cdot \frac{\bar{v}^2}{R} + \beta \left(\frac{\bar{v}^2}{2g} \right) \quad (6)$$

$$h_t = h_f + h_{cin}$$

La perte de charge, linéaire sur presque toute la longueur du tube (Fig. 3), est assez bien représentée par la formule empirique de BLASIUS

$$h_f = \frac{0,133}{Re^{1/4}} \cdot \frac{1}{2g} \cdot \frac{\bar{v}^2}{R}$$

La vitesse moyenne apparaît ici au carré alors que la viscosité, intervenant dans le facteur $1/Re^{1/4}$, ne joue qu'un rôle secondaire. Le courant à l'entrée du tube possède un profil presque plan. A la distance d'une fois le rayon, l'écoulement subit une contraction qui entraîne sur la paroi une diminution de pression. A quelques centimètres du début du tube, le profil est définitivement établi (Fig. 7); il est beaucoup plus aplati que celui d'un courant laminaire, et la valeur du rapport \bar{v}/v_{max} est approximativement de 0,8. Quant au coefficient β , il varie avec le nombre de Reynolds et la forme du profil; voisin de 1,5 au début de la turbulence établie, il se rapproche de l'unité pour des profils très aplatis. Du fait de la longueur d'entrée très réduite, le terme qui s'y rapporte est négligeable.

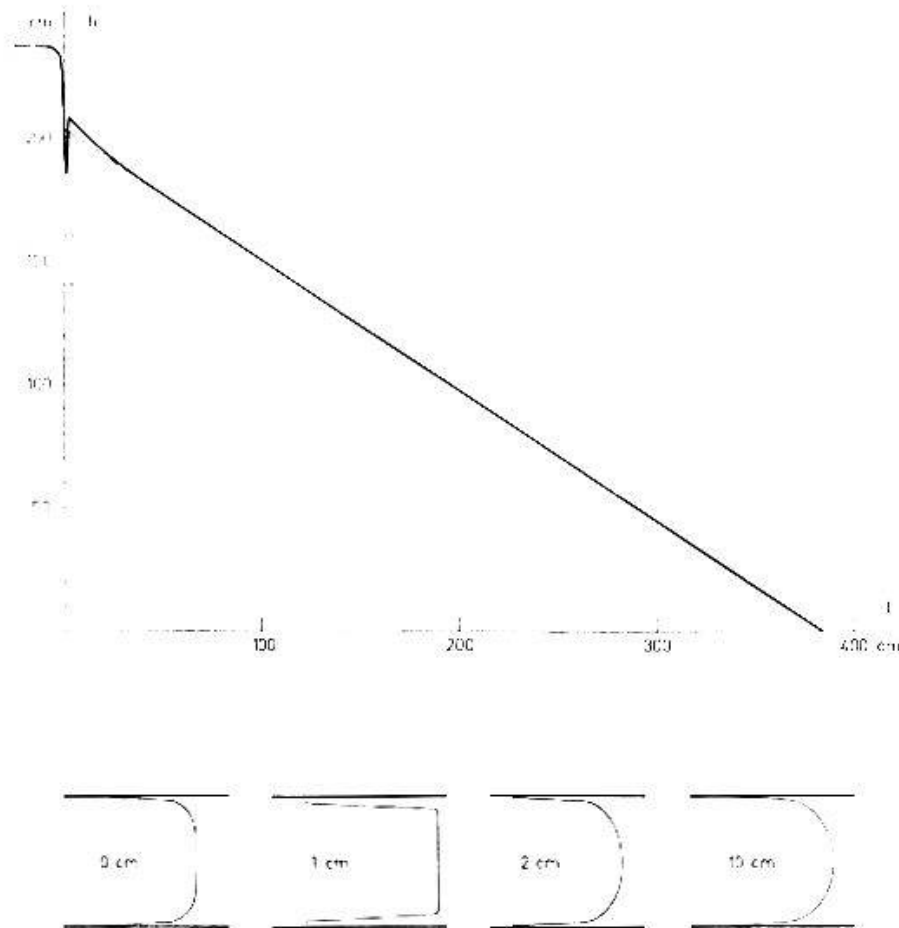


Fig. 7. Perte de charge et formation du profil d'un écoulement turbulent.

Écoulement intermédiaire ($600 < Re < 2000$)

La transition du régime laminaire au régime turbulent ne se fait pas à une vitesse critique bien définie. Certains auteurs donnent le nombre de Reynolds $Re = 1150$ comme Reynolds critique. Or il est possible, si l'on prend certaines précautions (façonner l'embouchure du tube en trompette, laisser reposer le liquide pendant très longtemps etc.), de maintenir la laminarité jusqu'à des nombres de Reynolds voisins de 10 000. D'un autre côté, il peut se produire des perturbations de l'écoulement pour des Reynolds en-dessous de 1000.

L'observation du jet montre que pour des $Re \sim 1100$ le courant est perturbé sporadiquement par des bouffées de turbulence. La naissance de la turbulence se produit, en général, sur une discontinuité de surface; dans notre cas c'est l'entrée du tube. Une série de manomètres fixés le long de ce dernier prouvent que les dérangements se forment à l'embouchure et se propagent à une vitesse voisine de la vitesse moyenne. La fréquence des perturbations augmente avec le nombre de Reynolds pour atteindre progressivement l'état de la turbulence établie.

Quant à la perte de charge, elle est supérieure à celle du régime laminaire, mais inférieure à celle de la turbulence. Il n'existe aucune relation mathé-

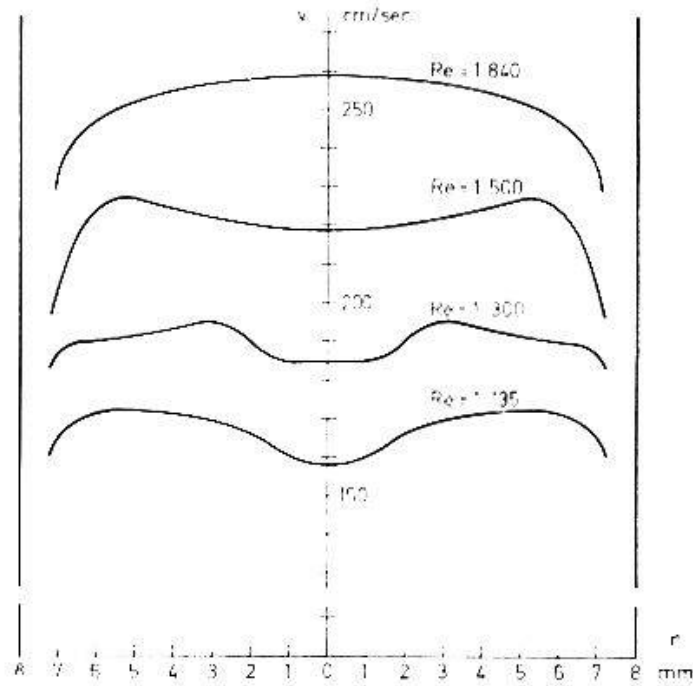


Fig. 8. Ecoulement intermédiaire. Profils des vitesses à 3 cm de l'entrée du tube.

matique se rapportant au bilan énergétique, l'expérience seule peut donner quelques renseignements.

La mesure des vitesses (Fig. 8) à 3 cm de l'entrée fournit une série de profils de forme concave, forme caractéristique des écoulements instables. Il faut arriver à des Reynolds supérieurs à 1800 pour trouver les propriétés de la turbulence développée. On serait tenté de diviser ce type d'écoulement intermédiaire en deux sous-groupes, dont l'un d'eux aurait les caractères dominants de la laminarité et l'autre ceux de la turbulence mais on ne pourrait pas utiliser les relations mathématiques qui s'y rapportent.

Conclusions

De l'analyse qui vient d'être faite, il semble que deux points soient à considérer comme essentiels :

1. La formule de Poiseuille doit être utilisée avec prudence pour des courants laminaires dont l'énergie cinétique n'est pas négligeable.
2. Le régime intermédiaire occupe une place importante, et l'étude de celui-ci peut apporter des renseignements sur la formation de la turbulence.

Schlußfolgerungen

Aus der eben durchgeführten Analyse scheinen sich zwei grundsätzliche Überlegungen zu ergeben :

1. Bei Laminärströmungen, deren kinetische Energie nicht unberücksichtigt bleiben darf, ist das Poiseuillesche Gesetz nur mit Vorsicht anzuwenden.

2. Die Übergangsströmung nimmt einen wichtigen Platz ein; ihre Untersuchung kann über die Entstehung der Turbulenz Aufschluß geben.

Conclusioni

Dall'analisi fatta sembra che due punti siano da considerarsi essenziali:

1. La formula di Poiseuille deve essere utilizzata con prudenza per quanto riguarda le correnti laminari la cui energia cinetica non è trascurabile.
2. Il regime intermedio occupa un posto importante, lo studio del quale può darci delle informazioni sul modo di formarsi della turbolenza.

Conclusions

From the analysis which has just been made, two points may be considered as essential:

1. The formula of Poiseuille should be used with caution for those laminary currents of which the cinetic energy is not negligible.
2. The intermediary current occupies an important place and the study of it can provide information on the formation of the disorder.