Étude de l'écoulement à la sortie d'une roue Francis (suite et fin)

Autor(en): **Kazan, N.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Bulletin technique de la Suisse romande**

Band (Jahr): **88 (1962)**

Heft 18: **Comptoir Suisse, Lausanne, 8-23 septembre 1962**

PDF erstellt am: **24.05.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-771848

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

88e année Lausanne, 8 septembre 1962 N° 18

BULLETIN TECHNIQUE DE LA SUISSE ROMANDE

paraissant tous les 15 jours

ORGANE OFFICIEL
de la Société suisse des ingénieurs et des architectes
de la Société vaudoise des ingénieurs et des architectes (S.V.I.A.)
de la Section genevoise de la S.I.A.
de l'Association des anciens élèves de l'EPUL (Ecole polytechnique de l'Université de Lausanne)
et des Groupes romands des anciens élèves de l'E.P.F. (Ecole polytechnique fédérale de Zurich)

COMITÉ DE PATRONAGE
Président: † J. Calame, ing. à Genève
Vice-président: E. d'Okolski, arch. à Lausanne
Secrétaire: S. Rieben, ing. à Genève
Membres:
Fribourg: H. Gicot, ing.; M. Waeber, arch.
Genève: G. Bovet, ing.; Cl. Grosgurin, arch.; E. Martin, arch. J.-C. Ott, ing.
Neuchâtel: J. Béguin, arch.; R. Guye, ing.
Valais: G. de Kalbermatten, ing.; D. Burgener, arch.
Vaud: A. Chevalley, ing.; A. Gardel, ing.; M. Renaud, ing.; J.-P. Vouga, arch.

CONSEIL D'ADMINISTRATION
de la Société anonyme du « Bulletin technique »
Président: D. Bonnard, ing.
Membres: Ed. Bourquin, ing.; G. Bovet, ing.; M. Bridel; J. Favre, arch.; A. Robert, ing.; J.-P. Stucky, ing.
Adresse: Avenue de la Gare 10, Lausanne

RÉDACTION
Vacat
Rédaction et Editions de la S. A. du « Bulletin technique »
Tirés à part, renseignements
Avenue de Cour 27, Lausanne

ABONNEMENTS

1 an	Suisse	Fr. 28.—	Etranger	Fr. 32.—
Sociétaires	»	» 23.—		» 28.—
Prix du numéro . . .	»	» 1.60		

Chèques postaux: « Bulletin technique de la Suisse romande », N° II 57 75, Lausanne

Adresser toutes communications concernant abonnement, changements d'adresse, expédition, etc., à: Imprimerie La Concorde, Terreaux 29, Lausanne

ANNONCES
Tarif des annonces:

1/1 page	Fr. 320.—
1/2 »	» 165.—
1/4 »	» 85.—
1/8 »	» 42.50

Adresse: Annonces Suisses S. A.
Place Bel-Air 2. Tél. (021) 22 33 26. Lausanne et succursales

SOMMAIRE

Etude de l'écoulement à la sortie d'une roue Francis, par M. N. Kazan, Dr ès sciences techniques de l'EPUL (suite et fin).
Actualité industrielle (23).
Bibliographie. — Les congrès. — Organisation, formation professionnelles.
Documentation générale. — Nouveautés, informations diverses.

ÉTUDE DE L'ÉCOULEMENT À LA SORTIE D'UNE ROUE FRANCIS (Suite et fin)[1]

par M. N. KAZAN, Dr ès sciences techniques de l'Ecole polytechnique de Lausanne

4. Variation de γ, ε, h_{pd}, η_d et η en fonction de φ à ψ constant

En examinant la figure 9, nous constatons d'abord que la valeur de φ pour laquelle γ est maximum correspond exactement à celle pour $\varepsilon = 0$, c'est-à-dire là où la circulation moyenne est nulle. Les pertes dans le diffuseur diminuent quand γ augmente, mais pour la valeur maxima de γ où la circulation est nulle, les pertes augmentent et le rendement du diffuseur, qui varie généralement dans le même sens que γ, baisse brusquement. Ceci s'explique par le fait que, pour le bon fonctionnement du diffuseur, il faut une petite composante périphérique de la vitesse de l'écoulement, sans quoi l'écoulement décolle des parois du diffuseur et celui-ci remplit mal son rôle de transformation d'énergie.

Pour la roue B et pour $\varphi/\varphi_A = 0{,}8$, le rendement du diffuseur est égal à 72,6 % et tombe à 41,7 % pour $\varphi/\varphi_A = 0{,}9$. Pour $\varepsilon = 0$, la roue C accuse un rendement du diffuseur plus faible que les deux autres roues. En effet, cette roue C, contrairement aux deux autres, débite essentiellement au centre, ce qui influence défavorablement la récupération par le diffuseur, d'où baisse de rendement. Cette augmentation de la perte h_{pd} pour $\varepsilon = 0$ se répercute sur le rendement total η par un léger rehaussement de la courbe $(1 - \eta)$ à cet endroit.

On constate aussi que le maximum de γ ne correspond pas au maximum de η (ou minimum de $1 - \eta$). Le rendement maximum de la turbine correspond toujours à un débit plus grand que celui de γ_{max}, là où la circulation est négative mais faible, à cause des pertes secondaires, fuites et brassage, qui ne sont pas proportionnelles à la puissance totale. Par rapport aux courbes des roues A et C, celles de la roue B sont nettement décalées vers les plus grands débits. Ceci correspond au fait que la roue B est spécifiquement plus rapide et par conséquent absorbe des débits plus importants.

Il est à remarquer aussi que la circulation restante à la sortie de la roue est une fonction quasi linéaire du débit :

$$\varepsilon \cong k\,(\varphi_o - \varphi).$$

[1] Voir *Bulletin technique* n° 17 du 25 août 1962.

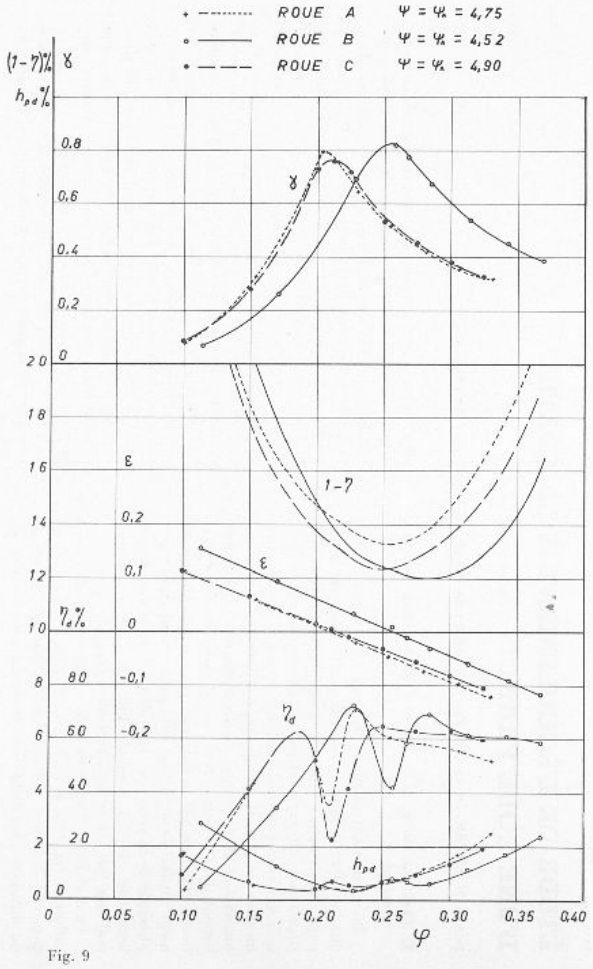

ROUE A Ψ = Ψk = 4,75
ROUE B Ψ = Ψk = 4,52
ROUE C Ψ = Ψk = 4,90
(1-η)%
γ
hpd %
ε
1-η
ηd %
hpd
φ

Fig. 9

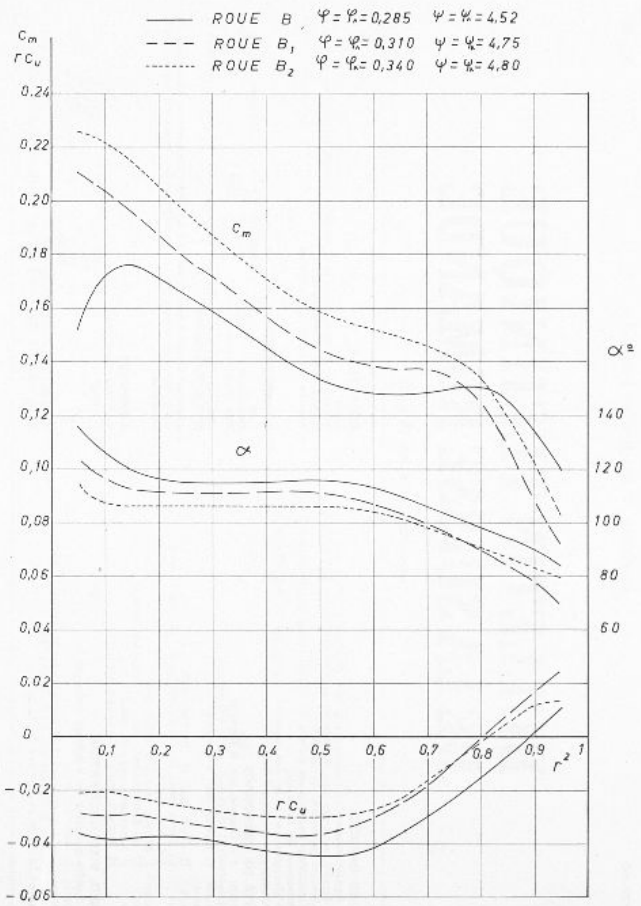

ROUE B φ = φk = 0,285 ψ = ψk = 4,52
ROUE B1 φ = φk = 0,310 ψ = ψk = 4,75
ROUE B2 φ = φk = 0,340 ψ = ψk = 4,80
cm
rcu
α°
α
r²

Fig. 10

5. Influence d'une coupure de l'aubage

5.1 *Evolution des courbes* c_m, rc_u et $\alpha = f(r^2)$

L'état B_1 de la roue B est obtenu par une coupure linéairement variable le long de l'arête de sortie, nulle à la périphérie et maxima au moyeu (12 mm). Cette façon de couper a changé considérablement l'allure de la courbe $c_m = f(r^2)$, comme cela ressort de la figure 10. La roue, après cette première coupure, débite davantage vers le moyeu qu'auparavant. Le coefficient de débit φ correspondant au sommet de la colline a augmenté et passé de 0,285 à 0,310. L'angle de l'écoulement à la sortie de la roue a subi une diminution sur toute la section, ce qui a pour conséquence une augmentation, en valeur algébrique, de la circulation rc_u.

L'état de la roue B_2 a été obtenu par une coupure uniforme le long de l'arête de sortie de la roue B_1. On voit, d'après la figure 10, que l'allure de la courbe $c_m = f(r^2)$ n'a pas changé, par contre la valeur de c_m est devenue plus grande. Le coefficient de débit à rendement maximum (φ_A) a augmenté à 0,340. Cette augmentation du débit est accompagnée d'une augmentation de la chute, ce qui n'a entraîné qu'une faible augmentation de la vitesse de rotation spécifique au sommet.

5.2 *Variation de* γ, ε, h_{pd}, η_d et η en fonction de φ

Nous constatons, en général, figure 11, un déplacement de toutes les courbes dans le sens de l'augmentation de φ en fonction des coupures.

Après la première coupure, γ_{max} a diminué considérablement. Ceci reflète clairement l'effet du changement d'allure de la courbe $c_m = f(r^2)$ constaté sur la figure 10. Le rendement du diffuseur accuse une diminution plus importante à l'endroit de γ_{max} ; ceci est causé par une augmentation plus importante des pertes dans le diffuseur pour ce point de fonctionnement ($\varphi/\varphi_A = 0{,}9$), du fait que c_m vers la paroi a diminué et que le décollement de l'écoulement dans le diffuseur s'est manifesté plus en amont. Le rendement total n'a pas subi une diminution sensible.

La deuxième coupure, par contre, accuse une diminution sensible du rendement total, l'aubage devenu trop court ne fonctionne plus aussi bien que dans le cas B et B_1.

6. La torche

On appelle « torche » l'espace occupé par le mélange d'air et de vapeur d'eau qui se forme en aval de la roue si la pression, qui est minima à cet endroit, est suffisamment faible pour que l'air dissous dans l'eau puisse se dégager et l'eau se vaporiser.

La présence de la torche en aval de la roue, pour autant qu'elle n'atteigne pas l'arête de sortie de l'aubage, ne modifie pas sensiblement l'écoulement dans la roue. La roue garde le même rendement qu'elle avait sans la présence de la torche. La torche cependant modifie l'écoulement à l'entrée du diffuseur et cause une augmentation de la vitesse à la périphérie.

6.1 *Observation de la torche*

Deux facteurs essentiels peuvent influencer la forme de la torche :

a) Le niveau de la pression statique à la sortie de la roue, soit le coefficient σ pour un point de fonctionnement (φ, ψ) déterminé : La figure 12 montre deux sondages d'un même point de fonctionnement ($\varphi = 1{,}2$, $\varphi_A = 0{,}30$, $\psi = \varphi_A = 4{,}9$) de la roue C (au niveau III, fig. 1, avec la sonde cylindrique), le premier avec $\sigma = 1{,}055$, c'est-à-dire sans vide, le deuxième avec un vide portant le coefficient σ à 0,046. La torche qui apparaît occupe le 34 % de la section totale. Pour assurer le même débit, la vitesse méridienne augmente. La circulation ne change presque pas, ce qui cause un redressement des lignes de courant et diminue l'angle α, qui se rapproche de 90°.

Sur la figure 13, nous avons représenté une série de photos prises pour un même point de fonctionnement ($\varphi \simeq 0{,}28$, $\psi \simeq 5{,}3$ correspondant à un point de fonctionnement de l'exécution), montrant l'évolution de la torche en fonction de σ. Sur la photo (*a*), la torche est inexistante ; la photo (*b*) montre deux traces hélicoïdales formées de bulles d'air instables. En diminuant davantage la pression, la torche proprement dite apparaît et se développe de plus en plus.

b) Le débit à chute et σ constant : Comme on peut le démontrer, dans un écoulement de révolution à circulation périphérique, la pression statique varie en fonction de la composante périphérique de la vitesse suivant la relation :

$$dP = \mu \frac{C_u^2}{R} dR$$

ce qui, avec l'existence de C_u positif ou négatif, cause la diminution de la pression vers l'axe de l'écoulement.

Pour un faible débit, α est faible, C_u est positif et relativement important, d'où apparition d'une torche, figure 14a. Avec l'augmentation du débit, α augmente et C_u diminue ; on arrive ainsi à une vitesse sans composante périphérique ($C_u = 0$) d'où pression constante dans la section considérée. Si σ n'est pas exagérément faible pour que la cavitation soit généralisée, la torche disparaît, figure 14c. En augmentant encore plus le débit, α augmente, C_u devient négatif, mais augmente en valeur absolue et par conséquent C_u^2 d'où réapparition de la torche, figure 14d.

7. Triangles de vitesses à l'arête de sortie de l'aubage

Pour déterminer les triangles de vitesses le long de l'arête de sortie de la roue, on établit les lignes de courant à partir des résultats de sondages à trois niveaux différents (I, II et III). On procède de la façon suivante :

Pour chaque niveau de sondage, on détermine graphiquement la courbe

$$\int_0^{r^2} c_m^* \, \Delta r^2 = f(r^2).$$

On divise l'ordonnée maxima, soit la valeur

$$\int_0^1 c_m^* \, \Delta r^2 \simeq 1$$

par le nombre des turbines partielles choisi (6 dans notre cas) et, en recourant à la courbe

$$\int_0^{r^2} c_m^* \, \Delta r^2 = f(r^2),$$

on détermine les abscisses $r^2 = \left(\frac{R}{R_e}\right)^2$

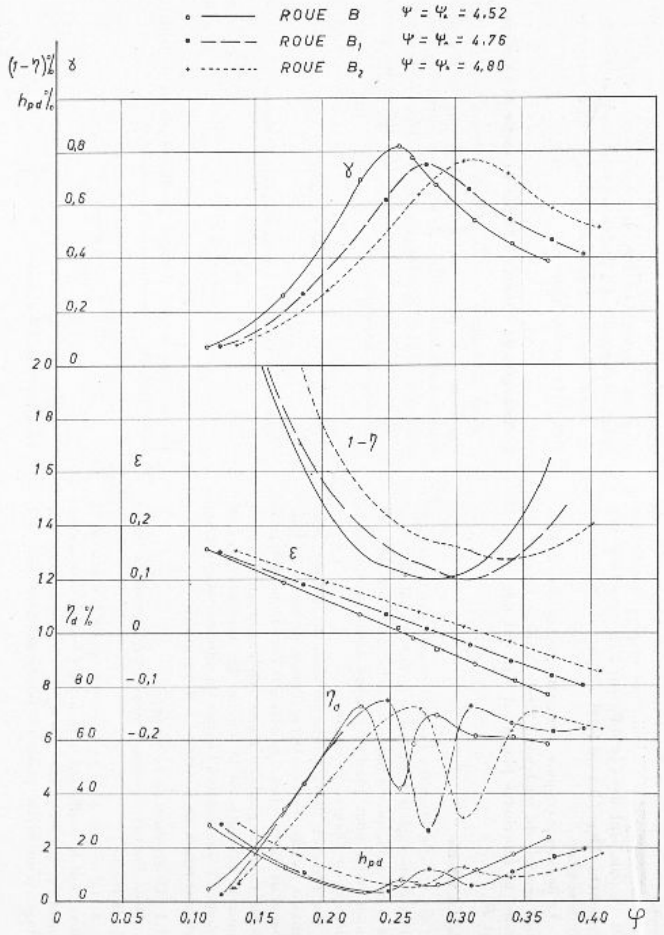

ROUE B Ψ = Ψ₁ = 4,52
ROUE B₁ Ψ = Ψ₁ = 4,76
ROUE B₂ Ψ = Ψ₁ = 4,80
(1−η)%
γ
h_pd %
1−η
ε
η_d %
h_pd
φ

Fig. 11

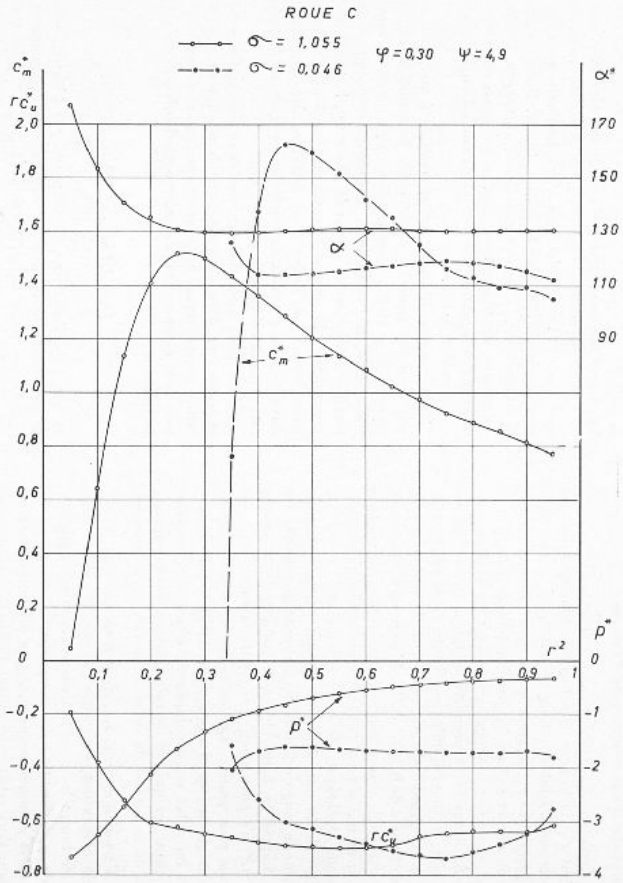
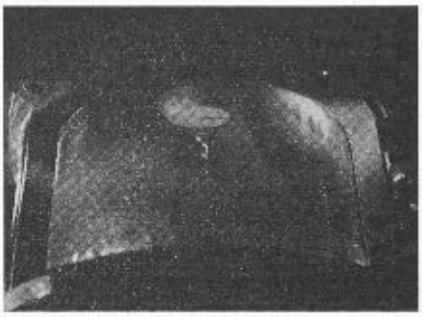

ROUE C
σ = 1,055
σ = 0,046
φ = 0,30 Ψ = 4,9
c*_m
rc*_u
α*
α
c*_m
p*
r²
rc*_u

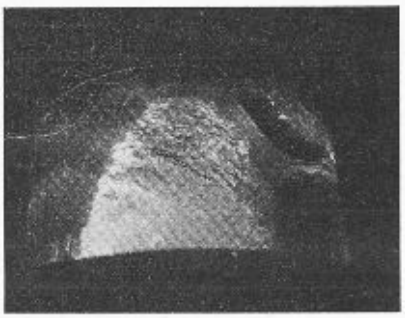
Fig. 12

$\varphi \simeq 0{,}28$; $\psi \simeq 5{,}3$

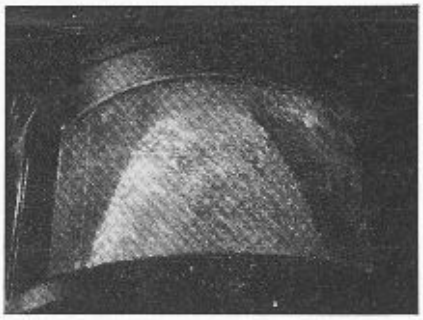


a) 0,62

b) 0,12



c) 0,04

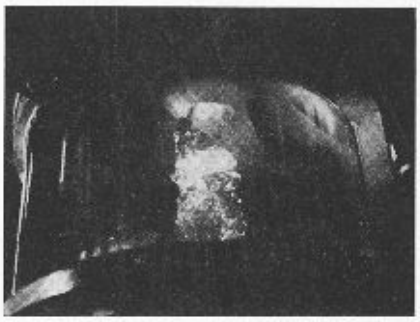


d) 0,03

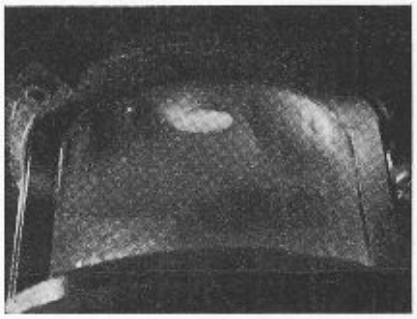
Fig. 13

$\psi \simeq 5{,}3$; $\sigma \simeq 0{,}04$

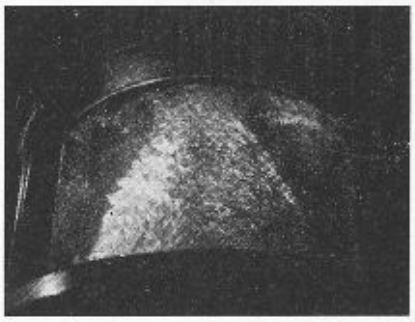
a) 0,145



b) 0,181



c) 0,205



d) 0,292

Fig. 14

correspondant aux filets liquides séparant les turbines partielles. Connaissant la direction de c_m en chacun de ces points, on peut tracer les lignes de courant. Ces lignes de courant rencontrent l'arête de sortie de l'aubage en des points où on mesure les rayons correspondants, figure 15, ce qui permet de calculer u_2 pour chaque filet.

On détermine c_{u2} en admettant que la circulation en ces points conserve sa valeur moyenne de rc_u le long de chaque filet. En effet, rc_u reste constant tant qu'il n'y a pas d'échange d'énergie entre l'eau et son voisinage. En fait, il y a une légère variation de la circulation due à la turbulence et à l'imprécision de mesure.

Quant à c_{m2}, on détermine sa valeur moyenne pour chaque turbine partielle à l'endroit de l'arête de sortie par le procédé habituel en considérant le squelette de l'aubage, car il s'agit de grandeurs évaluées pour des points se trouvant immédiatement après la sortie de l'aubage.

L'angle β_2 sera calculé par l'équation :

$$\operatorname{tg} \beta_2 = \frac{u_2 - c_{u2}}{c_{m2}} .$$

La figure 16 montre la variation de c_{m2} et de l'angle β_2 le long de l'arête de sortie de l'aubage, ainsi que la courbe de β_2 calculée d'après le tracé de l'aubage.

Sur la figure 17, nous avons tracé les triangles de vitesses correspondant à l'arête de sortie pour les trois filets (1, 3 et 5) et les triangles de vitesses pour les mêmes points prévus par le tracé de l'aubage.

Les angles β_2 sont plus grands que ceux prévus par le tracé ; ceci semble dû au fait que le fluide, en quittant

l'aube, se décroche par rapport à la direction donnée par l'aubage et ceci dans le sens de l'intrados vers l'extrados. La raison de ce décrochement est que la pression à laquelle sont soumises les particules quittant l'aube, est plus grande sur l'intrados que sur l'extrados (couple moteur et nombre limité d'aubes). Les particules quittant l'aubage du côté intrados prennent une composante en direction du gradient négatif de la pression, et augmentent ainsi l'angle β_2 figure 17b. Cette augmentation n'est d'ailleurs pas excessive, puisqu'elle ne dépasse pas 4 degrés pour $\varphi/\varphi_A = 0{,}8$ et 5 degrés pour $\varphi/\varphi_A = 1$.

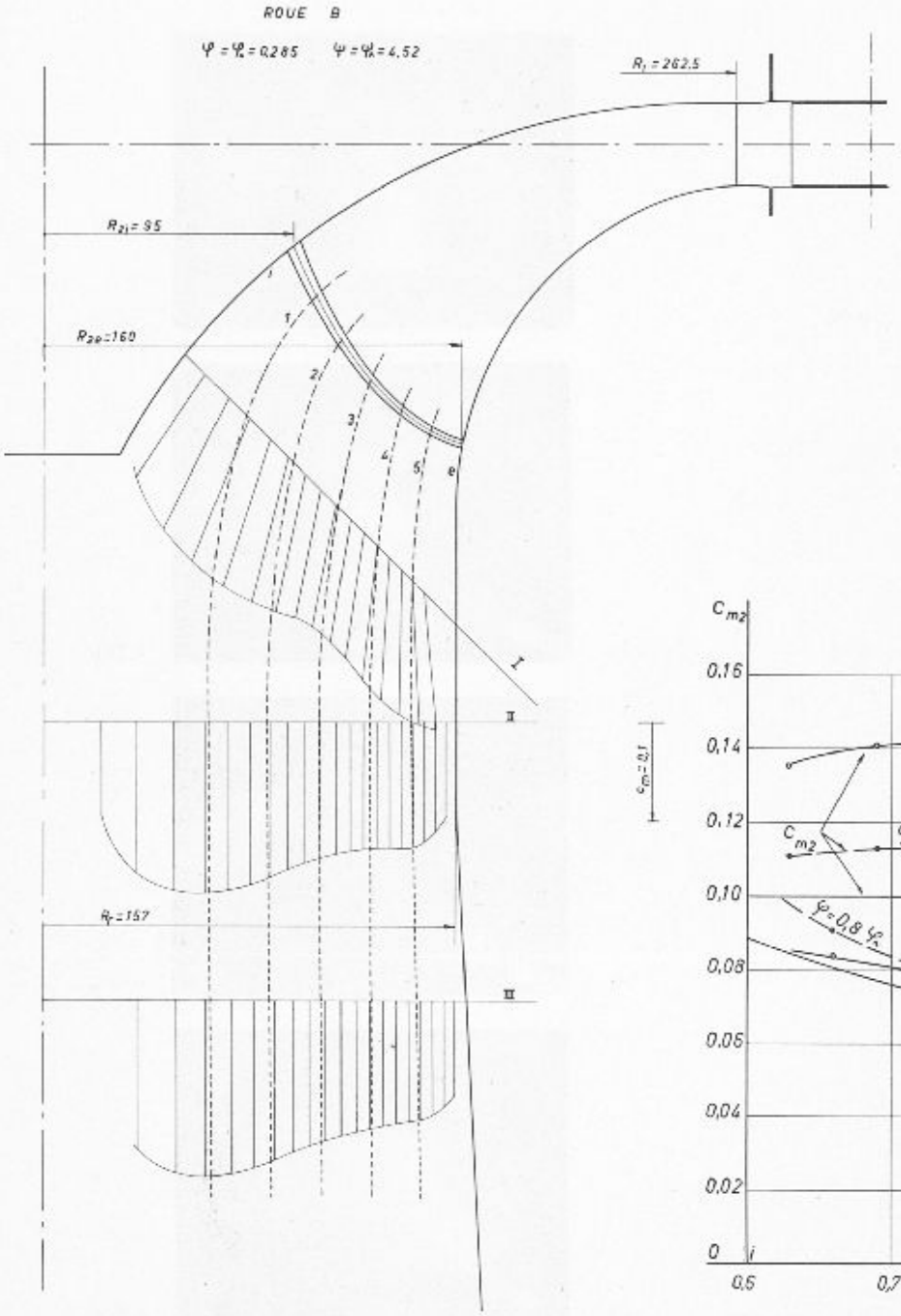


Fig. 15

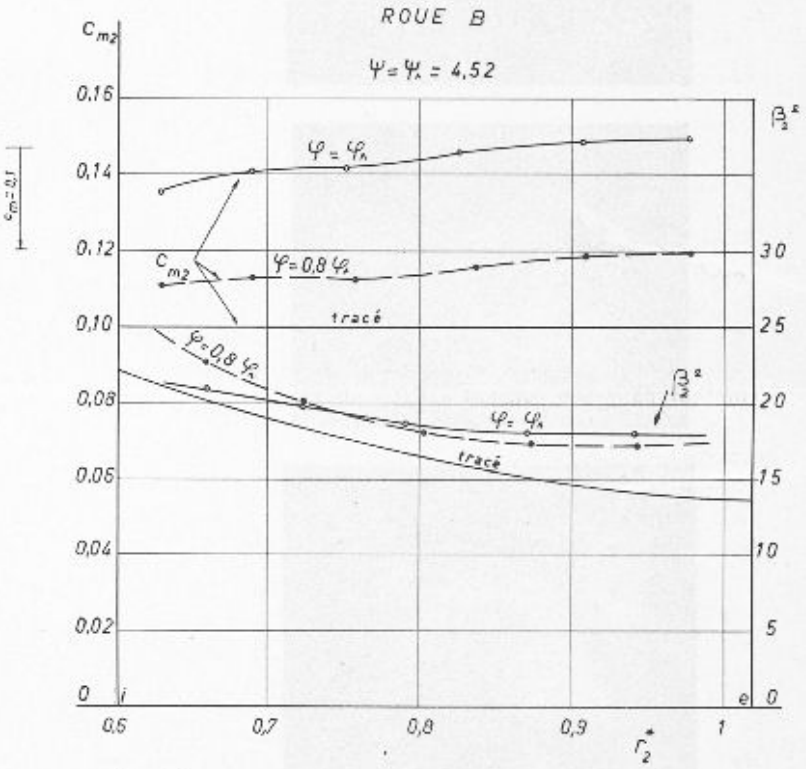


Fig. 16

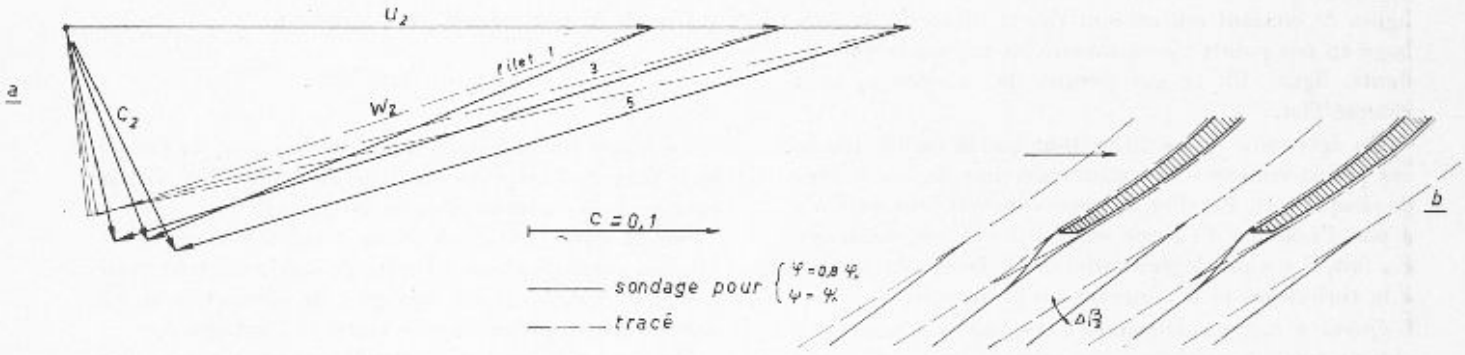


Fig. 17