

Zeitschrift: Bulletin technique de la Suisse romande
Band: 96 (1970)
Heft: 25

Artikel: Les pertes de charge dans les branchements en T_e des conduites de section circulaire
Autor: Gardel, André / Rechsteiner, Gian Fadri
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-70882>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

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. [Voir Informations légales.](#)

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. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 05.05.2025

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

Ecole polytechnique fédérale de Lausanne

Communication de la Chaire d'aménagements de production d'énergie, travaux hydrauliques et fondations
et du Laboratoire d'hydraulique

Les pertes de charge dans les branchements en T $\acute{e}$ des conduites de section circulaire

par ANDRÉ GARDEL, ingénieur, D^r ès sc. techn., professeur à l'Ecole polytechnique
et GIAN FADRI RECHSTEINER, ingénieur diplômé EPFL, assistant à l'Ecole polytechnique

1. Introduction

Une bonne connaissance des pertes de charge est l'une des conditions fréquemment nécessaires au dimensionnement correct d'une installation hydraulique, de manière à assurer son bon fonctionnement. Cette connaissance suffisante fait souvent défaut lorsqu'il s'agit du passage à travers des branchements de conduites en charge. On doit probablement attribuer le manque de résultats étendus dans ce domaine au trop grand nombre des paramètres, situation propre à décourager des recherches systématiques. En effet, en dehors du fait qu'il peut ne pas s'agir de conduites rectilignes et de section circulaire, il faut encore tenir compte de l'angle du branchement, des diamètres des différentes branches, du mode d'écoulement, du partage quantitatif du débit et du détail de la forme du raccordement.

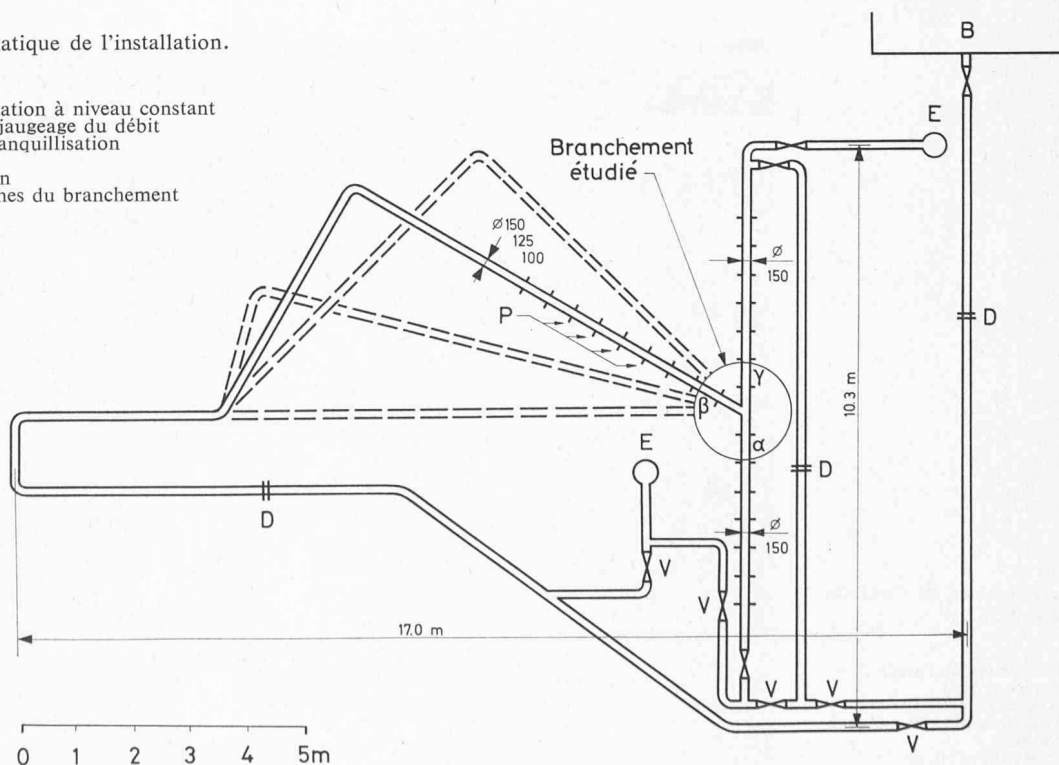
Néanmoins des résultats partiels ont été recherchés à diverses occasions. Citons parmi les plus connus, ceux établis sous la direction du professeur Thoma, à Munich, de 1926 à 1931 d'une part, et d'autre part les recherches récentes de Blaisdell et Manson, aux Etats-Unis, en 1967. L'étude théorique du professeur Favre (Zurich 1937) est l'une des seules approches analytiques.

En 1957, nous avons nous-mêmes procédé à une série étendue d'essais dans le but de préciser le mode de calcul des oscillations dans les chambres d'équilibre, faisant notamment ressortir l'importance appréciable de la connaissance précise de ces pertes de charge pour la détermination de la stabilité du réglage de la marche d'une centrale hydroélectrique.

Pour des raisons qui apparaîtront dans la suite de cet exposé, ces diverses recherches ne nous ont pas paru encore satisfaisantes ; en particulier, la variété des formes examinées ou la précision de leur exécution se sont montrées insuffisantes ; il en a été de même du nombre des modes d'écoulement étudiés. Par exemple, dans le cas de chambres d'équilibre placées sur l'adduction d'une centrale hydroélectrique de pompage et turbinage (cas dont la fréquence ira en croissant), on rencontre des modes d'écoulement nouveaux non étudiés jusqu'ici : refoulement à partir de l'usine par pompage vers l'amont conjointement avec écoulement vers l'aval provenant du bassin d'accumulation, les deux débits remontant dans la chambre d'équilibre. Il est aussi apparu que l'arrondi donné à l'arête d'intersection des conduites jouait un rôle parfois important et qu'il devait être réalisé de manière bien définie.

Fig. 1. — Plan schématique de l'installation.

- B : Bassin d'alimentation à niveau constant
- D : Diaphragme de jaugeage du débit
- E : Exutoire avec tranquillisation
- V : Vanne
- P : Prises de pression
- α, β, γ : Trois branches du branchement



Nous avons donc repris une étude systématique plus étendue, en recherchant une précision notablement plus grande par :

- un étalonnage soigné du modèle ;
- un contrôle sévère des débits ;
- une définition rigoureuse des formes ;
- un grand nombre de points de mesures ;
- un report graphique automatique des résultats.

Mais l'infinie variété des formes de raccordement imaginables nous a contraints aux limitations suivantes :

- conduites rectilignes de section circulaire ;
- branchement réalisé par dérivation sur une conduite rectiligne ;
- raccordement des surfaces en arrondissant les arêtes par un congé à rayon constant.

Cela étant, nous avons fait varier

1° quant aux formes :

- le diamètre de la conduite de dérivation par rapport à celui de la conduite principale ;
- l'angle de la dérivation ;
- le rayon du congé d'arrondi ;

2° quant à l'écoulement :

- le mode (écoulement provenant de, ou aboutissant à, l'une quelconque des trois branches : quatre modes) ;
- les débits relatifs des trois branches.

La présente étude ne vise pas particulièrement à expliquer les phénomènes observés, mais essentiellement à établir des valeurs expérimentales correctes, dans un nombre de cas aussi étendu que possible. Pour permettre de mesurer le travail accompli, indiquons que si les études de 1957 ont porté sur 11 formes et 2 modes d'écoulement, conduisant à mesurer les pertes de charge dans plus de 400 cas d'écoulement, les mesures dont les résultats sont donnés ci-après portent sur 33 formes et 4 modes d'écoulement et ont nécessité l'observation de plus de 6000 cas d'écoulement différents.

2. Installation et méthode d'essai

2. a) Description générale

L'installation était constituée d'un réseau de canalisations aboutissant au branchement en Té étudié et disposées de manière à permettre n'importe quel mode d'écoulement et tout partage du débit. Ainsi que le montre le plan schématique de la figure 1, chaque branche du Té était précédée d'un alignement droit suffisant pour assurer une mesure de la charge hors de la singularité constituée par le Té étudié (fig. 2) ; chaque branche était également munie d'un dispositif de jaugeage du débit (fig. 3). Par la manœuvre d'un jeu de vannes, on pouvait réaliser n'importe quel mode d'écoulement, avec tout partage de débit souhaité. Enfin des prises de pression disposées le long des alignements droits et raccordées à des tubes piézométriques (fig. 4) fournissaient la valeur de la pression le long de l'écoulement.

L'ensemble de l'installation était alimenté à partir d'un bassin à niveau constant. Des dispositifs spéciaux de tranquillisation avaient été placés aux exutoires des conduites (fig. 5).

Les conduites étaient des tuyaux en amiante-ciment (éternit), choisis pour leur faible rugosité et la facilité trouvée à les travailler.

2. b) Formes étudiées

Ainsi que cela a été mentionné plus haut, les branchements examinés résultent tous d'une dérivation latérale faite sur une conduite rectiligne de section circulaire. Des trois branches du Té, deux sont donc dans le prolongement l'une de l'autre, et de même diamètre ; la troisième forme un angle avec la conduite de base, et son diamètre lui est égal ou inférieur. Le rayon du congé d'arrondi (de l'arête d'intersection de la branche dérivée avec la conduite de base) varie aussi d'une forme à l'autre.

Une forme de branchement est ainsi complètement définie par trois paramètres (fig. 6) :

δ : angle de la dérivation

φ : section relative de la dérivation $= (d/D)^2$

ρ : rayon relatif du congé $= r/D$

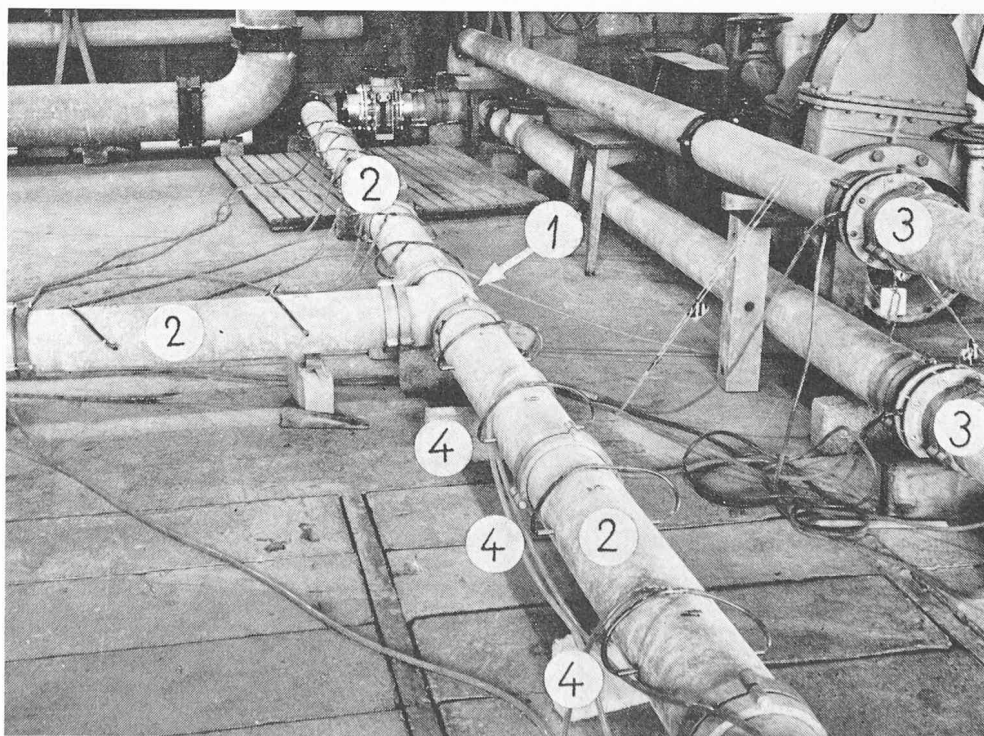


Fig. 2. — Vue de l'installation d'essai.

1. Branchement étudié (ici $\varnothing$ égaux et 90°)
2. Alignements droits
3. Diaphragmes de jaugeage du débit
4. Prises de pression

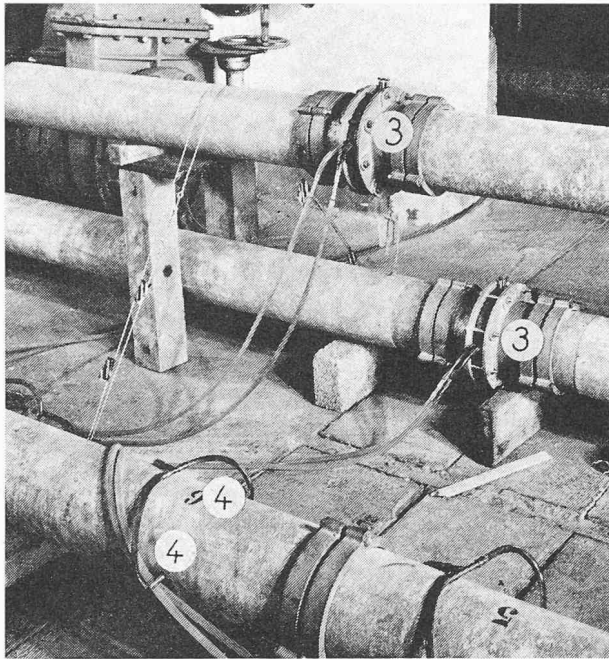


Fig. 3. — Jaugeage du débit.

- 3. Diaphragme de jaugeage
- 4. Prises de pression

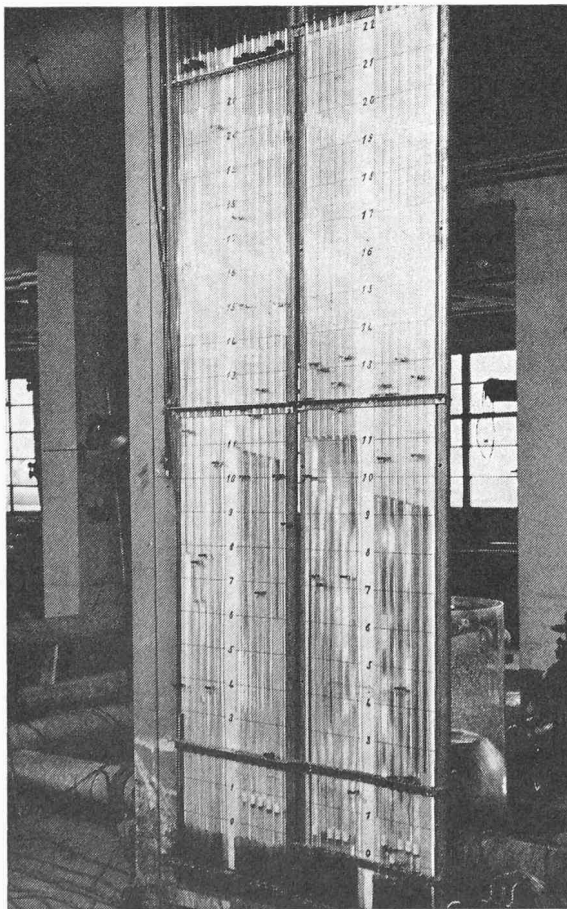


Fig. 4. — Tableau des tubes piézométriques.

Les premiers tubes à gauche correspondent aux diaphragmes de jaugeage ; les trois groupes en suivant vers la droite correspondent aux trois conduites du branchement.

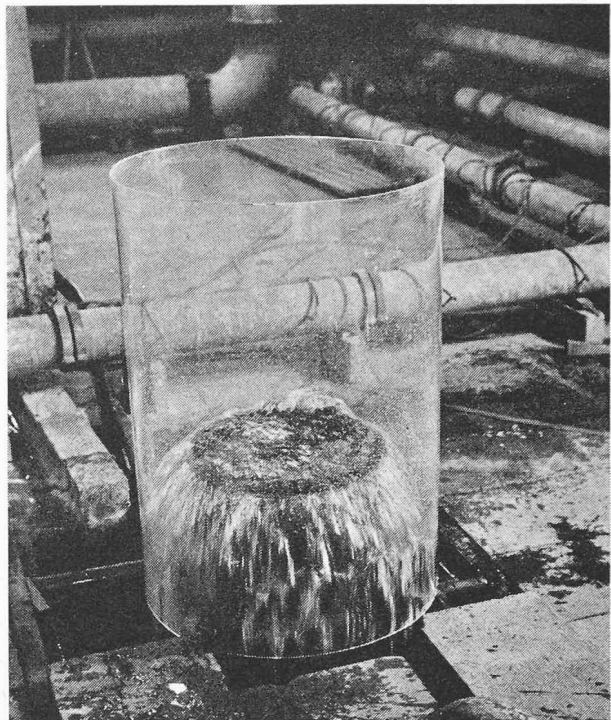


Fig. 5. — Dispositif de tranquillisation à l'exutoire.

Pour la commodité, les trois branches sont désignées par α , β , γ , la dérivation correspondant à β , tandis qu' α est la branche amont lorsque la conduite de base est le siège d'un écoulement à sens unique.

Le diamètre D de la conduite de base a été fixé à 150 mm, assez grand pour permettre d'atteindre des nombres de Reynolds élevés, de telle manière qu'un régime laminaire ne s'établisse pas trop tôt dans les branches à faible débit ; ce diamètre n'entraîne cependant pas des dimensions exagérées de l'installation et des branchements. Pour des raisons pratiques, trois valeurs du diamètre d de la dérivation ont été retenues, 150, 125 et 100 mm, tandis que pour le rayon r du congé on s'est arrêté à 0, 15 et 30 mm. L'angle δ variant entre 45° et 135° , le domaine suivant a donc été prospecté :

$$\begin{aligned} 45^\circ &\leq \delta \leq 135^\circ \\ 0,44 &\leq \varphi \leq 1 \\ 0 &\leq \rho \leq 0,2 \end{aligned}$$

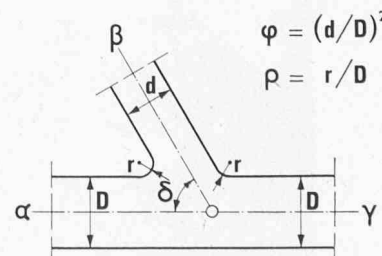


Fig. 6. — Définition de la forme du branchement.

Compte tenu de la nécessité de limiter un peu les nombreuses possibilités offertes par ce domaine, l'étude a porté sur les 33 formes mentionnées dans le tableau ci-après :

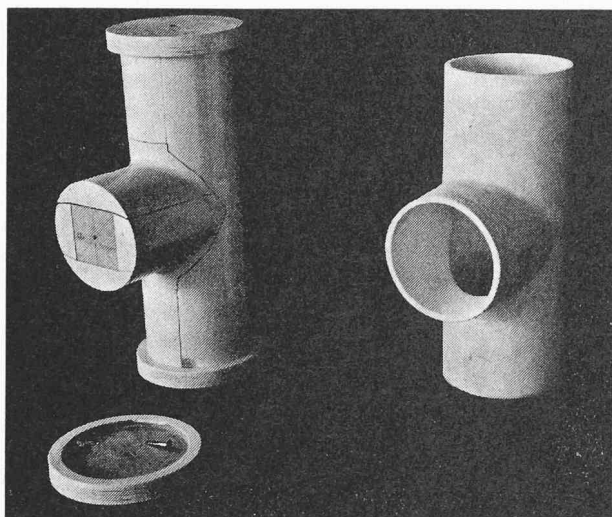


Fig. 7. — Moule en bois et branchement en amiante-ciment (90 / 1 / 0,1).

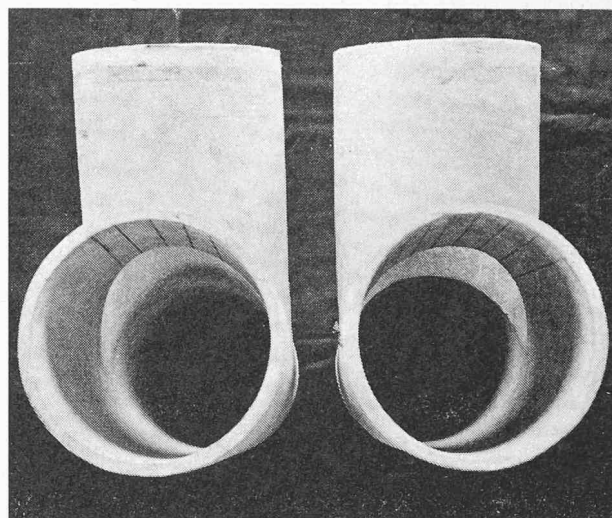


Fig. 8. — Deux branchements ayant un arrondi différent de l'arête de raccordement (90 / 1 / 0,2 à gauche, et 90 / 1 / 0 à droite).

TABLEAU A
Caractéristiques des formes étudiées
(Entre parenthèses : les numéros caractérisant δ , φ , ρ)

φ	$\delta =$	45°	60°	75°	90°	105°	120°	135°
1	$\rho=0$ (no)	45/1/0 (510)	60/1/0 (610)	75/1/0 (710)	90/1/0 (110)	105/1/0 (410)	120/1/0 (310)	135/1/0 (210)
	0,1	45/1/0,1 (511)	60/1/0,1 (611)	75/1/0,1 (711)	90/1/0,1 (111)	105/1/0,1 (411)	120/1/0,1 (311)	135/1/0,1 (211)
	0,2	45/1/0,2 (512)	60/1/0,2 (612)	75/1/0,2 (712)	90/1/0,2 (112)	105/1/0,2 (412)	120/1/0,2 (312)	135/1/0,2 (212)
069	$\rho=0$	—	60/069/0 (620)	—	90/069/0 (120)	—	120/069/0 (320)	—
	0,2	—	60/069/0,2 (622)	—	90/069/0,2 (122)	—	120/069/0,2 (322)	—
044	$\rho=0$	—	60/044/0 (630)	—	90/044/0 (130)	—	120/044/0 (330)	—
	0,2	—	60/044/0,2 (632)	—	90/044/0,2 (132)	—	120/044/0,2 (332)	—

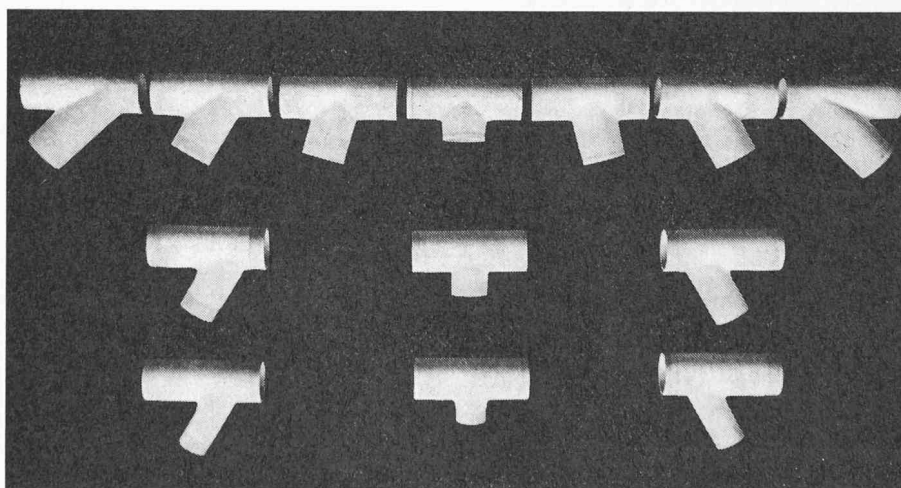


Fig. 9. — Ensemble des branchements correspondant à une même valeur de ρ (ici $\rho = 0$) (même disposition que sur tableau A).

La fabrication de ces divers branchements devait correspondre aux exigences de précision mentionnées, notamment pour ce qui est de l'arrondi et de l'arête de raccordement. Cet arrondi peut être difficile à réaliser et son rôle est important en ce qui concerne la perte de charge : celle-ci augmente de plus de 50 % pour certains écoulements lorsque ρ passe de 0 à 0,2.

Afin d'assurer la parfaite exécution des formes, on a choisi le même matériau que pour les conduites : de l'amiante-ciment. Des moules en bois ont été fabriqués très soigneusement par un spécialiste, moules sur lesquels la fabrique Eternit S.A. a modelé les différents branchements. Un tel moule et le branchement correspondant (90 / 1 / 0,1) sont visibles sur la figure 7 tandis que la figure 8 permet de voir l'intérieur du branchement et plus particulièrement l'exécution de l'arrondi de l'arête de raccordement ($\rho = 0$ et 0,2). Enfin, la figure 9 montre l'ensemble des 13 formes correspondant à une même valeur de ρ (0 ou 0,2) (comme on le voit, le nombre des moules s'est trouvé réduit par raison de symétrie à 20 moules différents pour les 33 formes).

2. c) Modes d'écoulement

Dans chaque branche α , β ou γ , l'écoulement peut se faire dans un sens (+) ou dans l'autre (-). Il existe donc en tout et pour tout 8 possibilités algébriques de combinaison, définies au tableau B ci-après :

TABLEAU B
Possibilités de modes d'écoulement différents

branche	sens de l'écoulement							
	α	+	+	+	+	-	-	-
	β	+	+	-	-	+	+	-
	γ	+	-	+	-	+	-	+
schéma								
Mode	1	4	2	impossible	impossible	(5)	3	(6)

Il y a lieu de remarquer que pour un sens donné de l'écoulement dans la branche β , l'écoulement dans le branchement pour un angle de dérivation δ est identique à celui existant pour l'angle supplémentaire ($180^\circ - \delta$) en changeant les signes des écoulements dans α et γ . Ainsi les modes 5 et 6 pour l'angle δ sont identiques aux modes 1 et 2 pour l'angle ($180^\circ - \delta$). Or on voit au tableau A que pour toute forme étudiée pour δ , existe la même forme étudiée pour ($180^\circ - \delta$) (fabriquée d'ailleurs à partir du même

moule). Nous avons donc laissé de côté les modes d'écoulement 5 et 6, les valeurs expérimentales correspondantes étant obtenues avec les modes 1 et 2¹.

Nous désignerons par Q_α , Q_β et Q_γ les débits dans chacune des trois branches. On voit immédiatement que pour chaque mode, l'un des trois débits est la somme des deux autres : Q_α dans le mode 1, Q_γ dans le mode 2 et Q_β dans les deux autres modes 3 et 4.

Dans le but d'utiliser des valeurs relatives, nous rapporterons dans tous les cas le débit de chaque branche au débit total, observé dans l'une des branches comme il vient d'être dit. Ainsi, pour le mode 1, Q_β et Q_γ seront rapportés à Q_α . Nous désignerons par q_α , q_β et q_γ ces débits relatifs ; ils conservent le signe du débit qu'ils représentent et peuvent donc varier entre -1 et +1. Ainsi le mode 2 est caractérisé par $q_\gamma = 1$ et $0 < q_\alpha < 1$ et $-1 < q_\beta < 0$.

On remarque dès lors que, pour un mode donné, une seule variable q_i définit le degré de fractionnement du débit, l'un des deux autres débits relatifs étant nécessairement identique à 1 et le troisième égal, en laissant les signes de côté, à ($1 - q_i$).

Il convient aussi de noter que si l'écoulement n'est pas fractionné, c'est-à-dire lorsque le débit d'une des branches est nul, on observe un écoulement qui peut constituer un cas limite pour deux modes différents. Par exemple, le cas ($q_\alpha = 1$, $q_\beta = 0$, $q_\gamma = 1$), qui est l'écoulement direct dans la conduite de base, est un cas limite commun aux deux modes 1 et 2. Nous désignerons ces cas limites par les deux branches traversées par l'écoulement : l'exemple ci-dessus sera donc désigné par « cas $\alpha\gamma$ ».

Dans la présentation des résultats, nous ordonnerons donc les modes de telle sorte que les cas limites communs coïncident.

Les modes examinés et les domaines de variation des débits relatifs se présentent ainsi comme indiqué au tableau C.

2. d) Définition et mesure de la perte de charge

La définition de la perte de charge, dont la mesure est le but des essais exécutés, n'est pas aussi simple qu'on pourrait le croire de prime abord. Il y a en effet lieu de tenir compte des points suivants :

¹ Les modes 3 et 4 correspondraient aux deux cas impossibles dans une telle application.

TABLEAU C
Types d'écoulement examinés

Mode	$\beta\alpha$	3	$\beta\gamma$	2	$\alpha\gamma$	1	$\alpha\beta$	4	$\gamma\beta$
schéma									
domaine	q_α	-1	-1 < 0	0	0 < 1	1	1	1 > 0	0
	q_β	-1	-1	-1	-1 < 0	0	0 < 1	1	1
	q_γ	0	0 < 1	1	1	1 > 0	0	0 > -1	-1
variable de référence		q_γ		q_β		q_β		q_γ	
		0 1		-1 0		0 1		0 -1	

1. La perte d'énergie due à la singularité constituée par le branchement n'est pas localisée en un point précis. En particulier, les perturbations engendrées par le branchement peuvent se faire sentir assez loin à l'aval ; elles modifient les conditions d'écoulement et provoquent donc des pertes d'énergie jusqu'à ce que l'écoulement ait retrouvé le régime initial. C'est l'ensemble de ces pertes que nous désignerons par « perte de charge due au branchement ».
2. En l'absence de singularité, l'écoulement est le siège d'une perte de charge minimale (dite de frottement) qui diffère selon le diamètre de la conduite et varie évidemment avec le débit. Cette perte dépend notamment du matériau constituant la conduite et du nombre de Reynolds. Il s'agit d'une perte parasite et le choix de l'amiante-ciment a notamment pour but de la réduire au minimum. Il n'en reste pas moins que l'on prendra comme énergie de référence, dans chaque conduite, la valeur qu'on y observerait en l'absence de la singularité du branchement, mais compte tenu de cette perte minimale de gradient i (voir fig. 10)¹. Cette perte minimale a été déterminée sur le modèle avec le plus grand soin, en l'absence de singularité, en fonction du débit (écoulement variant du régime laminaire au régime turbulent en tuyaux lisses).
3. En désignant par $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma$ les charges dans les trois branches α, β et γ , nous appellerons « pertes de

¹ On doit noter que si cette manière de faire a l'avantage de découler d'une définition claire, elle n'est néanmoins pas entièrement satisfaisante pour l'esprit : les modifications que la singularité provoquera dans la distribution des vitesses engendreront des pertes par frottement supplémentaire sur les parois, qui dépendront de la rugosité de celles-ci. On ne trouvera donc pas des pertes rigoureusement identiques si la nature de la paroi change. Relevons toutefois que l'amiante-ciment pour une conduite de $\varnothing 150$ mm provoque des pertes par frottement semblables à celles qui seraient dues à du béton de qualité ordinaire pour une conduite de 1 à 2 m de diamètre. L'erreur commise est donc généralement très faible.

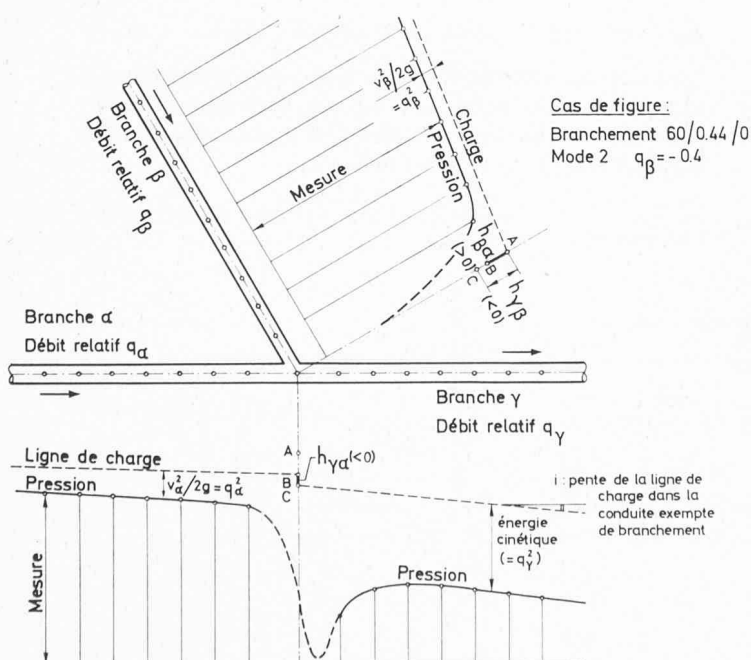


Fig. 10. — Pression et charge le long de l'écoulement.

charge » les différences entre ces charges. Par commodité, nous rapporterons H_β et H_γ à H_α quand cela est possible ; sinon H_γ sera rapporté à H_β , d'où :

$$\begin{aligned} H_{\beta\alpha} &= H_\beta - H_\alpha \\ H_{\gamma\alpha} &= H_\gamma - H_\alpha \\ H_{\gamma\beta} &= H_\gamma - H_\beta \end{aligned}$$

Ces trois grandeurs sont liées, puisque

$$H_{\gamma\beta} = H_{\gamma\alpha} - H_{\beta\alpha}$$

4. Afin de donner un caractère de généralité aux résultats, il est commode et usuel de leur donner une forme adimensionnelle. On supposera que, s'agissant d'un régime turbulent, les pertes de charge sont proportionnelles au carré de la vitesse, et nous rapporterons toutes les charges à la hauteur qui représenterait l'énergie cinétique du débit total parcourant la conduite de base. Désignant les charges par H , la charge relative cherchée sera h :

$$h = \frac{H}{V_\alpha^2/2g}$$

où V est la vitesse moyenne $\frac{Q_{\text{total}}}{\pi D^2/4}$

Ainsi dans le mode 1, nous aurons par exemple

$$h_{\beta\alpha} = \frac{H_{\beta\alpha}}{V_\alpha^2/2g} = \frac{H_\beta - H_\alpha}{V_\alpha^2/2g}$$

5. Cette définition, pour commode et conforme à l'usage qu'elle soit, présente une faiblesse. Lorsque le débit d'une branche devient faible et tend vers zéro, il n'y a à la limite plus proportionnalité entre les pertes de charge et l'énergie cinétique. Ce sera plus particulièrement le cas si le débit qui tend vers zéro est dirigé vers le branchement (et non pas s'il en sort), car la turbulence sera alors faible. En outre, $V^2/2g$ n'est en réalité pas exactement l'énergie cinétique, puisque la répartition des vitesses n'est pas uniforme. L'énergie cinétique exacte serait, en régime turbulent, un peu supérieure, et égale à $(1 + \varepsilon)V^2/2g$.
6. Sur le modèle, ce n'est pas l'énergie que l'on mesure, mais la pression. Pour connaître celle-là, il faut ajouter à la pression la valeur de l'énergie cinétique. Or celle-ci varie, dans la zone perturbée, d'une section à l'autre, la distribution des vitesses dépendant du spectre de l'écoulement. Cependant, la définition donnée au paragraphe précédent (§ 2 d, al. 1) nous permet d'éviter cette difficulté en déterminant l'énergie à une distance suffisante du branchement pour nous trouver hors de la zone perturbée. Mais nous calculerons néanmoins l'énergie cinétique à partir de la vitesse moyenne, faisant ainsi sur ce terme une erreur systématique ε (cf. § d, al. 5, ci-dessus). La valeur de ε étant faible et n'étant de toute manière pas exactement connue (variant avec les dimensions absolues des conduites, leurs débits et la rugosité de la paroi), il nous a paru plus clair d'établir tous les résultats expérimentaux avec $\varepsilon = 0$. Si, dans un cas particulier, l'utilisateur de ces résultats désire les corriger de cette erreur, cela lui sera aisé, passant des charges indiquées aux pressions mesurées en soustrayant $V^2/2g$, puis aux charges effectives en ajoutant $(1 + \varepsilon)V^2/2g$.

7. Comme indiqué précédemment, les pressions significatives doivent être mesurées suffisamment loin de la singularité, notamment vers l'aval. Mais la pente de la ligne de charge, due à la perte par frottement en régime non perturbé, est connue d'avance, par des essais systématiques exécutés sur les conduites utilisées. On ne rencontre donc pas de difficulté à extrapoler cette droite jusqu'à l'axe du branchement. Il faut toutefois bien noter que la pente de la perte de charge n'est pas la même dans les trois branches (débits différents, et éventuellement diamètres différents) et que, par conséquent, il est capital pour la définition de la perte de charge de bien fixer en quel endroit on convient de déterminer la perte de charge. Le schéma de la figure 11 éclaire ce point particulier ; nous avons, assez naturellement, toujours déterminé la perte de charge à l'intersection des axes des trois branches.

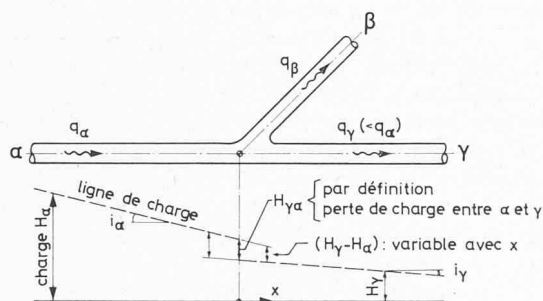


Fig. 11. — Définition de la perte de charge cherchée.

8. Nous voulons enfin rappeler une difficulté que l'on rencontre généralement dans ce genre de mesures. De légères instabilités du plan de charge peuvent apparaître, notamment lorsqu'il s'agit d'une singularité très marquée. L'ensemble des lignes de pressions se déplace par moment, autour d'une position moyenne. Cherchant à réduire cet inconvénient, nous avons muni les exutoires des conduites de dispositifs de stabilisation ; d'autre part, les tubes piézométriques peuvent être bloqués, tous simultanément, pour obtenir que toutes les valeurs soient lues pour une même position des lignes de pressions. Néanmoins, lorsque cette instabilité du plan de charge était particulièrement marquée, la lecture a été répétée à deux ou plusieurs reprises, de manière à obtenir l'image de la dispersion possible.
9. Le phénomène examiné ci-dessus doit être distingué de l'instabilité locale de l'écoulement qui apparaît dans certains cas, et qui est vraisemblablement la conséquence de l'existence de plusieurs modes possibles d'écoulement pour un même partage du débit.

Si nous nous sommes un peu étendus sur ces diverses particularités de la définition et de la mesure de la perte de charge, c'est qu'il est évidemment indispensable que l'on soit tout à fait au clair sur la manière dont nous avons procédé. Les résultats publiés ci-après ne prennent toute leur valeur qu'à cette condition.

3. Principales études antérieures

Les recherches faites à l'«Hydraulischen Institut der Technischen Hochschule» de Munich, sous la direction du professeur Thoma, datent de 1926 à 1931 et ont fait l'objet de publications sous les signatures de E. Kinne, F. Petermann et G. Vogel [1, 2, 3]¹. Exécutées sur des modèles fabriqués en métal, ces mesures étaient limitées aux écoulements que nous avons désignés par modes 1 et 2. Le faible diamètre des plus grosses conduites (43 mm) a conduit à se rapprocher parfois de l'écoulement laminaire ; peut-être est-ce là la raison pour laquelle ces mesures sont le siège d'erreurs importantes ; par exemple : le même mode d'écoulement direct $\alpha-\gamma$, avec $q_\beta = 0$, conduit à des pertes notablement différentes selon qu'il est obtenu comme cas limite de $q_\beta < 0$ ou de $q_\beta > 0$, ce qui paraît ne pas avoir de signification physique.

Nous avons déjà mentionné nos propres recherches, publiées en 1957 [5, 6] et exécutées, comme celles présentées ici, avec des conduites en amiante-ciment de 150 mm de diamètre. Ces essais étaient cependant limités aux modes 1 et 2, et portaient sur 11 formes. Leur point faible est la définition imprécise de l'arrondi de l'arête de raccordement de la conduite de dérivation.

Enfin, nous désirons signaler les recherches faites sous l'égide du «Department of Agriculture» des USA et publiées en 1963 par F. W. Blaisdell et Ph. W. Manson [7, 8]. Remarquables par l'étendue des formes étudiées (pas moins de 64), ces études ont cependant, comme celles de Munich, fait appel à des conduites de faibles diamètres s'échelonnant entre 13 et 64 mm. En outre, elles sont restreintes au seul mode 2.

4. Résultats des essais

4. a) Présentation des résultats

La reproduction, dans la présente publication, des 6000 résultats obtenus pour les 33 formes examinées, et cela à une échelle permettant de discerner le détail des points de mesure, aurait conduit à un développement excessif, et inutile pour la plupart des utilisateurs de ces documents. Nous avons préféré donner l'entier des résultats sous une forme graphique un peu simplifiée, les séries de points expérimentaux étant remplacées par des lignes continues, faisant ainsi abstraction de la dispersion des mesures (les pertes charge étant reportées à échelle réduite lorsqu'elles sont grandes).

Mais, pour mieux montrer en quoi consiste cette simplification, nous donnons néanmoins, à plus grande échelle, les résultats détaillés correspondants à 4 formes caractéristiques :

- 1° la forme la plus simple : branchement à 90° avec diamètre d de dérivation identique à celui de la conduite de base, et arête tranchante au raccordement ; c'est le cas (90 / 1 / 0).

Puis, faisant varier chacun des paramètres isolément à partir de cette forme initiale, nous avons :

- 2° même angle de 90°, même diamètre d de 150 mm, mais arête arrondie, c'est-à-dire cas (90 / 1 / 0,2) ;
- 3° même angle de 90°, mais diamètre de dérivation d réduit à 125 mm, et arête à nouveau tranchante (comme sous 1), soit cas (90 / 0,69 / 0) ;

¹ Les chiffres entre crochets se réfèrent à la bibliographie en fin d'article.

4° enfin angle porté à 135° , mais diamètre d de dérivation à nouveau de 150 mm et arête tranchante, c'est-à-dire cas (135 / 1 / 0).

Pour ces 4 cas particuliers et de manière détaillée, de même que pour les 33 formes mais de manière simplifiée, nous donnons la totalité des résultats concernant les 4 modes d'écoulement, et pour chacun d'eux, les trois différences de charge

- $h_{\gamma\alpha}$ entre la droite et la gauche de la conduite de base (soit entre l'aval et l'amont dans cette conduite si l'écoulement est dans le même sens pour les branches α et γ , modes 1 et 2 ;
- $h_{\beta\alpha}$ entre la dérivation et la partie de gauche de la conduite de base (soit entre la dérivation et l'amont si le débit va de α vers β , modes 1 et 4) ;
- $h_{\gamma\beta}$ entre la partie de droite de la conduite de base et la dérivation (soit entre l'aval et la dérivation si le débit s'écoule de la dérivation vers γ , modes 3 et 2).

La disposition utilisée pour présenter les résultats est celle déjà définie au tableau C. Le débit relatif q_β ou q_γ est porté en abscisse et les différences de charge relative $h_{\gamma\alpha}$, $h_{\beta\alpha}$ et $h_{\gamma\beta}$ en ordonnée (cf. ci-dessus point 8 du § 2. d). Chaque abscisse fournit donc un cas d'écoulement, c'est-à-dire un type de partage des débits, auquel correspond un point expérimental pour chacune des trois différences de charge (ou plusieurs points si plusieurs mesures de pression ont été effectuées pour ce même cas de partage).

Le trop grand nombre de phénomènes différents exclut un commentaire complet de la variation de la perte de charge relative h avec le débit relatif q , dans tous ces $33 \times 4 \times 3 = 396$ cas.

Par contre, nous pouvons examiner d'un peu plus près les observations faites sur les 4 formes particulières dont les résultats sont donnés en détail, ainsi que quelques autres cas spécialement intéressants.

Nous présenterons ensuite les cas d'écoulement non fractionnés ; il est alors possible de mettre en évidence le rôle des divers paramètres, ce qui peut permettre des interpolations, et aussi des comparaisons avec les résultats obtenus ailleurs.

4. b) Branchement « normal »

$$(\delta = 90^\circ \quad \varphi = 1 \quad \rho = 0)$$

Les résultats sont donnés à la figure 12.

Au milieu de la figure, on trouve l'abscisse $q_\beta = 0$, c'est-à-dire l'écoulement direct le long de la conduite de base. Comme on peut s'y attendre, la perte charge amont-aval $h_{\gamma\alpha}$ est quasi nulle ($-0,01$) pour ce type d'écoulement, la présence de la dérivation, non utilisée, étant sans effet notable. La dérivation fonctionne comme un tube piézométrique, la charge y est voisine de la pression, et $h_{\beta\alpha}$ est voisin de -1 . Mais ce piézomètre est imparfait et on lit $h_{\beta\alpha} = -0,89$; de même $h_{\gamma\beta}$ au lieu d'être égal à 1, vaut 0,88.

A droite de ce cas $q_\beta = 0$, on trouve les cas à débit partagé du mode 1, dont le cas limite est défini par $q_\beta = 1$ (d'où $q_\gamma = 0$), aux trois quarts de l'abscisse de la figure.

Dans ce deuxième cas limite $q_\beta = 1$, on observe à nouveau que $h_{\beta\alpha}$ est voisin de -1 ; là aussi, on pouvait s'y attendre : l'écoulement est entièrement dévié et l'énergie cinétique amont est perdue. Il faut cependant noter que la perte de charge $h_{\beta\alpha}$ n'est pas supérieure à -1 ¹. Donc s'il y a un effet d'étranglement (fig. 16. a), ce qui est vrai-

¹ Exactement $-1,03$, qui peut être simplement $-(1 + \varepsilon)$.

semblable, la perte « à la Borda » due au ralentissement consécutif est exactement compensée par le fait que l'énergie cinétique n'est pas intégralement perdue au changement de direction à 90° . On notera aussi que $h_{\gamma\alpha}$ est alors égal à $-0,26$: la branche γ joue le rôle d'un tube de Pitot, mais n'est pas sensible au seul écoulement amont dans la branche α (ce qui conduirait à $h_{\gamma\alpha} = 0$) mais à l'écoulement dans la zone de changement de direction ; si la branche γ jouait le rôle d'un piézomètre par rapport à la branche β , on trouverait $h_{\gamma\alpha} \sim -1$. La valeur intermédiaire $-0,26$ s'explique donc bien, l'effet de tube de Pitot étant prépondérant.

Entre ces cas limites $\alpha\gamma$ et $\alpha\beta$ ($q_\beta = 0$ et $q_\beta = 1$), la perte de charge $h_{\beta\alpha}$ passe par un minimum d'environ $-0,7$, pour $q_\beta = 0,4$ à $0,5$. On remarquera que pour $q_\beta = 0,2$ à $0,3$ (soit environ un quart du débit de α dévié dans β) la charge dans la branche γ est supérieure à celle de la branche α . Il s'agit là d'une observation qui peut surprendre puisqu'elle signifie qu'il y a gain d'énergie pour les filets d'eau qui passent directement de la branche α à la branche γ (voir fig. 16. b). Il faut donc qu'il y ait transfert d'énergie des filets déviés vers β à ceux qui poursuivent directement vers γ ¹. Ce n'est pas impossible puisque l'énergie perdue par le débit dévié ($0,7 \times 0,3 = 0,210$) est bien supérieure à celle gagnée par le débit direct ($0,12 \times 0,7 = 0,084$).

On peut supposer que l'écoulement dévié est contracté au droit de l'angle, ce qui augmente la vitesse de ces filets (d'autant plus que la pression doit y baisser, ce qui favorise l'étranglement par l'écoulement direct) ; dès lors, les filets rapides entraînent un peu les filets plus lents et leur transmettent une part de leur énergie. Il semble aussi que la dérivation reçoive surtout des filets de couches périphériques, moins rapides, et que l'énergie cinétique moyenne du débit direct soit donc légèrement plus élevée. Probablement y a-t-il combinaison de ces deux causes.

Passons au mode 4, qui fait suite et est représenté sur le quatrième quart, à droite de la figure 12, et pour lequel $q_\beta = 1$, ce débit dévié constant étant fourni conjointement par les deux branches α et γ . On notera immédiatement qu'il y a symétrie dans ce mode, les rôles de α et γ étant intervertis lorsqu'on passe d'une valeur q_γ à sa complémentaire ($1 - q_\gamma$). Ce fait se traduit sur la figure par une symétrie centrale par rapport au point ($q_\gamma = 0,5$, $h = 0$). On aurait pu en tenir compte dans le report des points expérimentaux, chaque cas examiné, et les valeurs mesurées correspondantes, fournissant les charges pour deux abscisses symétriques. Ce report fait l'objet de la figure 17. a dont l'importance réside dans la démonstration qu'elle apporte de

- la symétrie de construction du modèle (branchement proprement dit et conduites) ;
- la concordance des débits mesurés par les diaphragmes de jaugeage ;
- d'une manière générale, la bonne qualité des mesures.

Revenant à la figure 12, on vérifie que $h_{\gamma\alpha} = 0$ pour $q_\gamma = -0,5$ et l'on observe que dans ce cas $h_{\beta\alpha} = -0,6$. Or le débit relatif des branches α et γ étant $0,5$, l'énergie cinétique correspondante est de $(0,5)^2 = 0,25$; cette énergie étant supposée perdue² dans le changement de direction, on constate une perte supplémentaire de $0,6 - 0,25 = 0,35$ (voir schéma fig. 16. c). En supposant, en première approxi-

¹ A moins que la cause ne soit à rechercher dans les définitions, mais il ne semble pas que ce soit le cas.

² Le changement de direction est sensiblement plus brusque dans ce cas que dans celui avec $q_\alpha = q_\beta = 1$ examiné plus haut.

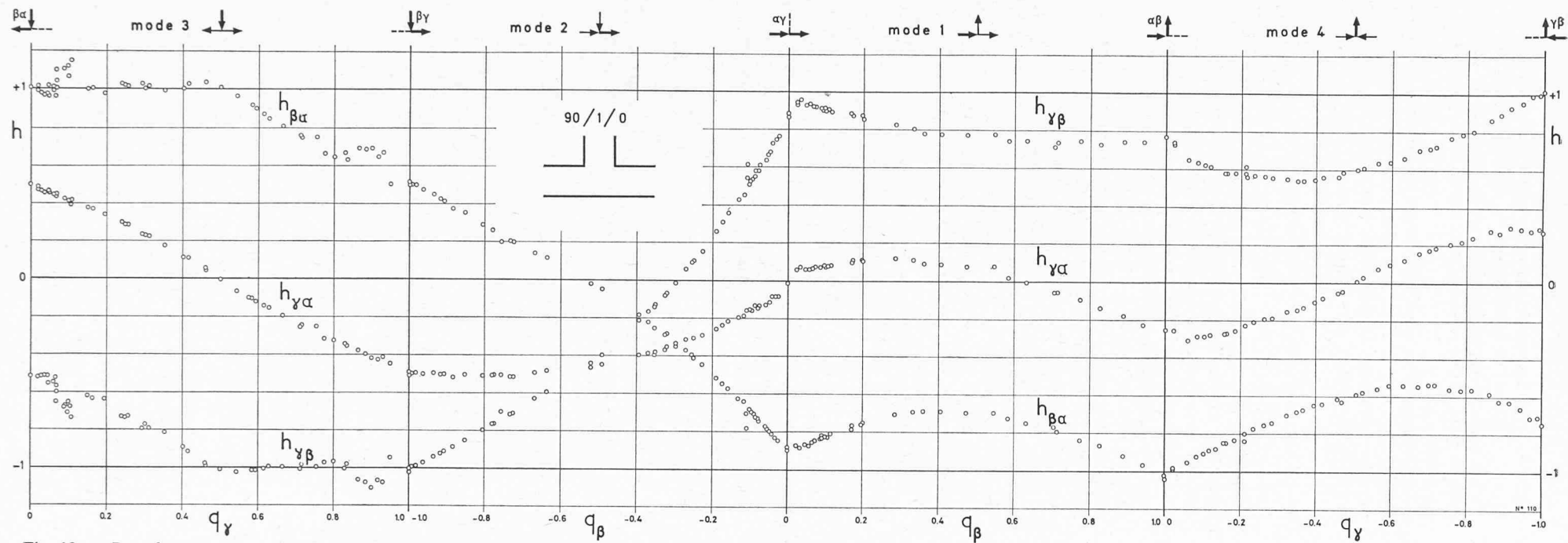


Fig. 12. — Branchement « normal » (90 / 1 / 0), résultats détaillés.

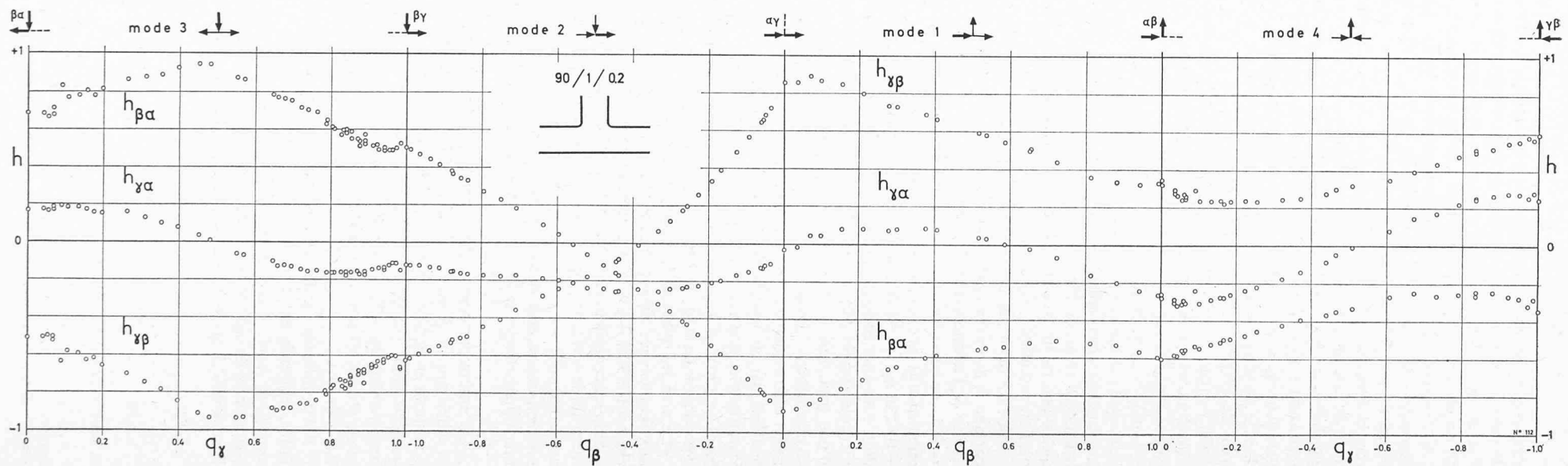


Fig. 13. — Branchement (90 / 1 / 0,2), résultats détaillés.

mation que c'est le fait d'une perte « à la Borda », il est aisé de calculer le coefficient de contraction correspondant¹ : il serait de 0,63, soit presque exactement celui connu pour un écoulement à travers un orifice à arête tranchante².

Considérant le mode 2 (deuxième quart de la fig. 12), examinons tout d'abord le cas limite $\beta\gamma$ ($q_\alpha = 0$) pour lequel tout le débit provient de la dérivation, et est dévié vers la branche γ . On constate à nouveau que ce changement de direction à 90° s'accompagne de la perte de l'énergie cinétique : $h_{\gamma\beta} = -1$; on notera cependant que la configuration du modèle n'est pas identique au cas examiné plus haut ($q_\gamma = 0$, fig. 16. a), la branche morte n'étant plus dans le prolongement de l'écoulement amont (cas $\alpha\beta$ ou $\gamma\beta$) mais de l'écoulement aval (fig. 16. d).

On pouvait donc s'attendre à voir la branche α jouer le rôle d'un piézomètre placé sur le coude et indiquer une valeur comprise entre la pression dans la branche β , soit -1 si $h_\beta = 0$, et la pression dans la branche γ , soit -2 , si $h_\beta = 0$; il n'en est rien : on observe $-0,5$ ($= -h_{\beta\alpha}$). La valeur correspondant à un tube de Pitot placé dans la branche β serait de zéro ; cet effet est prédominant, quoiqu'un peu moins que dans le cas $\alpha\beta$ précédent (fig. 16. a) où l'on mesurait $-0,26$.

Pour un débit partagé, relevons que $h_{\beta\alpha}$ est nul pour un partage à peu près égal ($q_\beta = -0,55$) ; l'effet de la dissymétrie de l'adduction est faible puisque pour $-q_\beta = q_\alpha = 0,5$, on observe $h_{\beta\alpha} = -0,04$, voisin de zéro. Il est remarquable que les pertes de charge sont alors $h_{\gamma\beta} = -0,42$ et $h_{\gamma\alpha} = -0,46$, donc très voisines, alors qu'il s'agit d'un côté d'un écoulement direct et de l'autre d'un écoulement dévié à 90° ! Cela ne peut s'expliquer qu'à condition, d'une part, que la faible perte $h_{\gamma\beta}$ ne corresponde qu'au changement de direction (sans ralentissement consécutif à l'effet d'étranglement de l'arête, ni perte « à la Borda » sur le débit q_β) et, d'autre part, que le débit q_α subisse un important étranglement (dû à q_β) suivi d'une perte « à la Borda » de 0,46 (qui correspondrait à un coefficient de contraction de 0,6) ; la figure 16. e illustre ce cas.

Le premier quart de la figure 12, à gauche, se rapporte aux écoulements du mode 3. Parce qu'il s'agit d'un branchement à 90° , il y a ici à nouveau une symétrie analogue à celle rencontrée pour le mode 4 : le débit, venant entièrement de la branche β est partagé entre α et γ . On vérifie aussi que pour $-q_\alpha = q_\gamma = 0,5$, la différence de charge $h_{\gamma\alpha}$ est bien exactement nulle (fig. 16. f) ; elle varie d'ailleurs quasi linéairement de 0,5 à $-0,5$ lorsque q_α varie de 0,5 à $-0,5$.

On notera par contre que la perte de charge $h_{\gamma\beta}$ entre la branche amont β et la branche aval γ est sensiblement constante et égale à -1 tant que le débit dévié dans γ et compris entre 0,5 et 1 ; elle diminue ensuite à peu près linéairement de -1 à $-0,5$ (limite qu'elle doit nécessairement atteindre) lorsque le débit dévié dans γ diminue de 0,5 à 0.

Il est intéressant de relever que pour un débit dévié faible, compris entre 0,05 et 0,1, que ce soit vers γ ou vers β , le mode d'écoulement présente une zone d'instabilité, caractérisée par une forte dispersion des mesures (de l'ordre de 0,1 pour $h_{\gamma\beta}$ ou $h_{\beta\alpha}$, voir fig. 16. g et comparer

avec 16. d) et des variations importantes de $h_{\gamma\beta}$ ou $h_{\beta\alpha}$ (p. ex. : 0,2) pour de faibles écarts du débit (p. ex. : 0,04). Ce fait apparaît particulièrement sur la figure 17. b, qui, pour le reste, fait à nouveau ressortir la bonne symétrie du modèle.

Ces commentaires aux divers modes d'écoulement, relativement étendus, avaient pour but de mieux mettre en évidence le contenu physique des graphiques ; ils seront notablement abrégés dans les cas suivants.

4. c) Comparaisons avec le branchement « normal »

c) 1. Cas (90 / 1 / 0,2) (fig. 13)

Ce branchement ne diffère du précédent que par l'introduction d'un arrondi le long de l'arête de raccordement entre la dérivation et la conduite de base, arrondi à vrai dire assez prononcé. On ne sera donc pas surpris de constater une même allure générale des résultats présentés par la figure 13 et de ceux de la figure 12. D'une manière générale, on va naturellement observer une diminution des pertes de charge pour les écoulements déviés, conséquence d'une contraction plus faible à l'aval de la déviation.

Ainsi, pour le mode 1 et dans le cas limite $\alpha\beta$ ($q_\beta = 1$, $q_\gamma = 0$) de l'écoulement entièrement dévié, la perte de charge $h_{\beta\alpha}$, qui était de $-1,03$ avec le branchement normal, est réduite à $-0,60$. Cependant la charge dans la branche γ , qui était de $h_{\gamma\alpha} = -0,26$, est peu modifiée puisqu'on observe $-0,27$.

De même, dans le cas limite $\beta\gamma$, séparant les modes 2 et 3, où l'écoulement provient entièrement de la dérivation, la perte de charge $h_{\gamma\beta}$, qui était de -1 avec le branchement « normal », tombe à $-0,63$. La différence $h_{\gamma\alpha}$ qui était de $-0,50$ (fig. 16. d) est réduite à $-0,12$: un effet d'aspiration par l'aval se fait donc un peu sentir.

Pour les écoulements partiellement déviés, on pourrait aussi faire des remarques semblables à celles développées au § 4. b ci-dessus. Relevons toutefois que

- comme pour le branchement « normal », il y a augmentation de la charge dans la branche γ à l'aval dans le mode 1 pour un débit dévié q_β limité (cf. fig. 16. b), augmentation cependant un peu moins prononcée ($h_{\gamma\alpha} \text{ max} = +0,08$) ;
- dans le mode 4, avec répartition symétrique du débit amont ($q_\alpha = -q_\gamma = 0,5$, fig. 16. c), la perte de charge $h_{\beta\alpha}$ baisse de $-0,6$ pour le branchement « normal » à $-0,32$; par contre la différence $h_{\gamma\alpha}$ est identique à celle du branchement « normal », quel que soit le partage du débit (ce qui peut s'expliquer par le fait que l'arrondi n'a d'effet qu'à l'aval, soit dans la branche γ) ;
- dans le mode 2, et pour un apport égal des deux branches α et β , on trouve à nouveau une certaine symétrie des charges, puisque $h_{\beta\alpha}$ est peu différent de zéro ($h_{\beta\alpha} = -0,08$ pour $q_\alpha = -q_\beta = 0,5$) ; mais la perte amont-aval diminue de l'ordre de $-0,4$ (cf. fig. 16. e) à environ $-0,2$;
- par contre, pour le mode 3, on ne constate pas un effet aussi marqué ; lors du partage égal ($q_\alpha = -q_\gamma = -0,5$, fig. 16. f), la perte de charge amont-aval, qui était de -1 , ne diminue que jusqu'à $-0,93$;
- Enfin, on peut noter que, dans ce mode 3, l'instabilité observée lorsque q_α ou q_β est faible, est moins prononcée.

¹ $0,35 = \frac{(W-V)^2}{2g} : \frac{V^2}{2g} = \left(\frac{W}{V} - 1\right)^2$ d'où $\frac{W}{V} = 1,59$
et un coefficient de contraction de $1 / 1,59 = 0,63$.

² Voir à ce sujet « Perte de charge dans un étranglement conique », A. Gardel, *Bulletin technique de la Suisse romande* des 22.10 et 2.11.1962.

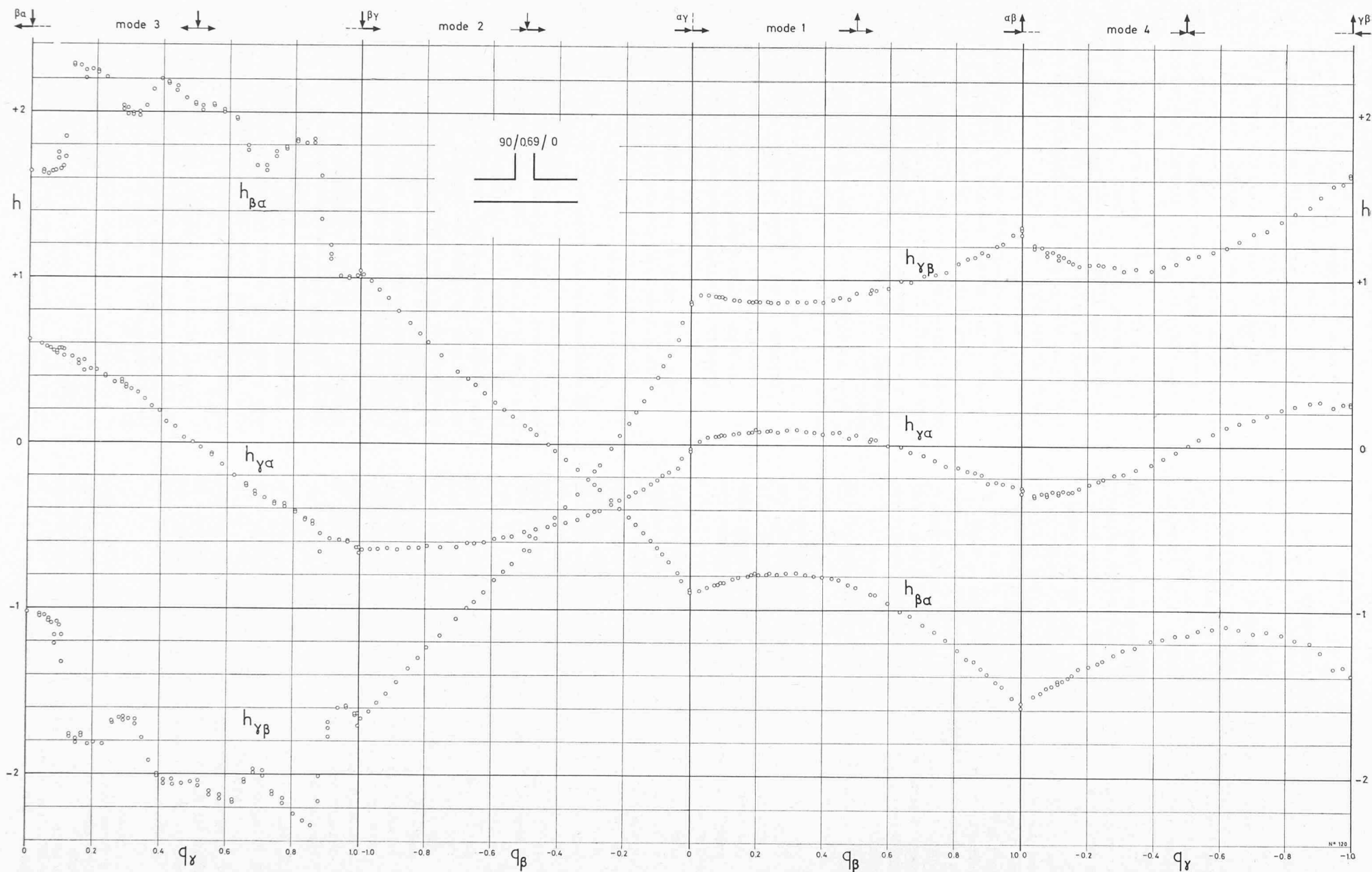


Fig. 14. — Branchement (90 / 0,69 / 0), résultats détaillés.

c) 2. Cas (90 / 0,69 / 0) (fig. 14)

Ce branchement diffère du branchement « normal » par la section de la branche β en dérivation, réduite de 31 % par rapport à la branche de base. Le raccordement entre les trois branches est à arête tranchante ($\rho = 0$).

Si l'allure générale des résultats reste semblable, il est clair que la section plus petite va engendrer une énergie cinétique sensiblement plus grande : plus que doublée¹ ; certaines pertes de charge seront donc notablement accrues.

Si l'on n'observe pas de différence pour l'écoulement direct $\alpha\gamma$, on constate par contre que si le débit est entièrement dévié (cas $\alpha\beta$ ou $\gamma\beta$) la perte de charge passe de $h_{\beta\alpha} = -1,03$, déjà mentionné, à $-1,6$. On peut expliquer qu'elle ne soit pas simplement doublée en considérant que la part due au changement de direction reste approximativement inchangée, tandis que celle due à la contraction (perte à la Borda) est multipliée par 2,1². Il faut noter que la différence $h_{\gamma\alpha}$ reste à nouveau inchangée ($-0,26$).

De manière semblable, dans le cas $\beta\gamma$ (ou $\beta\alpha$) la perte amont-aval $h_{\gamma\beta}$ passe de $-1,00$ à $-1,65$; la différence $h_{\beta\alpha}$ augmentant aussi, mais peu, et passant de $-0,50$ à $-0,65$.

Pour les écoulements partiellement déviés, nous constaterons que

- il y a, dans le mode 1, gain de charge dans la branche γ pour $q_\beta < 0,6$;
- dans le mode 4, avec répartition symétrique de l'apport ($q_\gamma = -0,5$) la perte de charge $h_{\beta\alpha}$ augmente de $-0,6$ dans le branchement normal à $-4,15$; par contre, la différence $h_{\gamma\alpha}$ reste inchangée, identique à celle des deux branchements précédents, quel que soit le partage du débit ;
- une très notable différence apparaît dans le mode 3 : si la différence $h_{\gamma\alpha}$ reste très régulièrement variable (quasi linéairement) avec les débits q_α et q_γ , la perte de charge amont-aval $h_{\gamma\beta}$ (ou $h_{\beta\alpha}$) subit des écarts très marqués lorsque le partage se modifie, même de peu. En outre, cette perte est notablement plus élevée : pour les cas symétriques ($-q_\alpha = q_\gamma = 0,5$, fig. 16. f) $h_{\gamma\beta}$ augmente de -1 à -2 environ, atteignant même $-2,2$ pour $q_\gamma = 0,6$ et $-2,3$ pour $q_\gamma = 0,87$;
- enfin, l'instabilité de l'écoulement ne se traduit pas par une augmentation de la dispersion des résultats, mais par les écarts notables signalés ci-dessus : lorsque q_γ passe de $0,87$ à $0,92$, la perte de charge $h_{\gamma\beta}$ saute de $-2,1$ à $-1,6$; de manière semblable, lorsque q_γ passe de $0,12$ à $0,08$, la perte de charge $h_{\gamma\beta}$ varie de $-1,8$ à $-1,05$. Ces écarts marqués, et d'autres moins importants, témoignent probablement de changements importants dans l'organisation de l'écoulement.

c) 3. Cas (135 / 1 / 0) (fig. 15)

Ce branchement se distingue du branchement « normal » par l'angle δ de la dérivation, ici de 135° ; par ailleurs, la section de la dérivation est identique à celle de la conduite de base ($\rho = 1$) et l'arête de raccordement est tranchante ($\rho = 0$). Comme on peut s'y attendre, le fait que la dérivation est nettement orientée dans la direction

¹ $1 / (0,69)^2 = 2,1$.

² Si l'on admet cette hypothèse, il devient possible de séparer ces deux effets ; on trouve que pour le branchement « normal » la perte de $-1,03$ se répartit exactement pour moitié entre les deux causes. Cette proportion explique en outre bien la valeur de $-0,6$ observée avec le branchement arrondi (90 / 1 / 0,2), la perte à la Borda étant réduite à ses 2 / 10.

de la branche γ modifie très sensiblement certains cas d'écoulement et les pertes de charge correspondantes.

Si l'écoulement direct (cas $\alpha\gamma$) reste inchangé, il n'en est pas de même de l'autre cas limite du mode 1 (cas $\alpha\beta$) ; en effet, lorsque le débit est entièrement dévié, il l'est seulement de 45° et avec une moindre contraction. Il en résulte que la perte de charge $h_{\beta\alpha}$ pour $q_\beta = 1$, qui était de -1 pour le branchement « normal », n'est plus que de $-0,4$ (la valeur de $h_{\gamma\alpha}$ étant à nouveau très peu modifiée et égale à $-0,28$). Inversement dans le cas $\gamma\beta$ où tout l'écoulement est à nouveau dévié, mais de 135° , la perte de charge amont-aval $h_{\gamma\beta}$ s'élève à $2,0$ ¹ (la différence $h_{\gamma\alpha}$ restant une fois de plus quasi inchangée et égale à $0,24$).

Comparant les cas limites $\beta\alpha$ et $\beta\gamma$, aux extrémités du mode 3, on observe des valeurs analogues de la perte de charge amont-aval : pour $q_\beta = q_\alpha = -1$ (et $q_\gamma = 0$), $h_{\gamma\alpha} = -0,5$ tandis que pour $-q_\beta = q_\gamma = 1$, $h_{\gamma\beta} = -2$. On remarquera aussi que, dans le cas $\beta\gamma$ du rebroussement, la pression² dans la branche morte α est peu différente de la charge amont ($h_{\beta\alpha} = 0,3$) : la branche α joue pour la branche β un rôle proche de celui d'un tube de Pitot. Mais dans le cas $\beta\alpha$, la pression dans la branche morte α est voisine de la pression dans la branche β ³ : la branche γ joue donc pour la branche β un rôle voisin de celui d'un piézomètre.

Pour les écoulements partiellement déviés, nous nous bornerons à noter que

- il y a à nouveau accroissement de la charge dans la branche γ dans le mode 1 lorsque $q_\beta < 0,5$;
- dans le mode 4, la différence $h_{\gamma\alpha}$ reste inchangée, identique à celle observée avec les trois autres branchements et ceci quel que soit le partage du débit (ce qui est assez surprenant) ;
- les grands écarts de charge observés précédemment dans le mode 3, ont disparu ; de même la dispersion s'est fortement atténuée, ne restant sensible que pour q_γ compris entre $0,8$ et 1 .

4. d) Résultats complets simplifiés

Comme déjà indiqué, les résultats complets sont donnés sous forme simplifiée, la succession des points de mesure étant remplacée par une ligne continue. Il est de fait que cette présentation comporte une certaine perte d'information, mais la clarté en est accrue et elle évite le recours, pour l'ensemble des résultats, à la plus grande échelle utilisée pour les figures 12 à 15⁴.

Afin de faciliter la consultation des résultats et de rendre les comparaisons plus aisées, nous avons tout d'abord groupé par trois les cas correspondant à un même angle δ , et ne se distinguant que par l'arrondi ρ (avec une valeur uniforme $\varphi = 1$ de la section relative de la dérivation) : ce sont les figures 18 à 24, représentant, colonne par colonne, les cas des trois premières lignes du tableau A.

Les résultats obtenus avec des valeurs plus faibles de φ sont groupés par quatre, pour chacune des trois valeurs de δ étudiées (fig. 25 à 27, représentant, colonne par colonne, les quatre lignes inférieures du tableau A).

¹ Valeur positive parce que $h_{\gamma\beta} = h_\gamma - h_\beta$ = gain de charge en remontant l'écoulement. A noter que, du fait de l'angle différent de 90° , il n'y a plus symétrie centrale. Par contre, on pourrait comparer cette valeur avec $h_{\beta\alpha}$ pour le cas $\alpha\beta$ et le branchement (45 / 1 / 0) : on trouve bien $-2,0$.

² La vitesse étant nulle dans la branche morte, la pression y est identique à la charge.

³ $p_\beta = h_\beta - 1$; $h_\gamma - p_\beta = h_\gamma - h_\beta + 1 = h_{\gamma\beta} + 1$ et $h_{\gamma\beta} = -0,8$.

⁴ Les instituts de l'EPFL dont émane la présente communication tiennent à disposition des spécialistes intéressés la collection complète des résultats originaux.

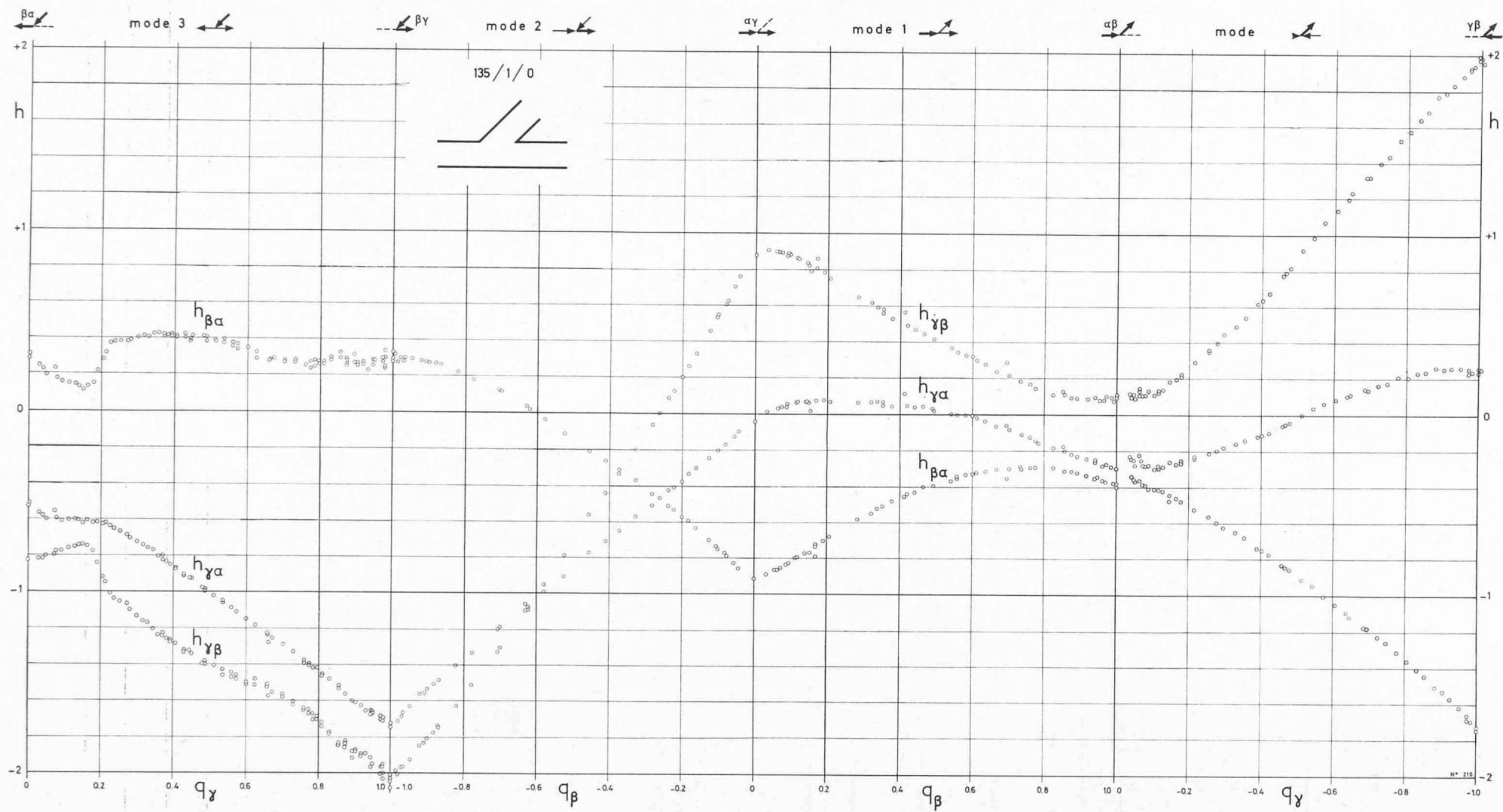


Fig. 15. — Branchement (135 / 1 / 0), résultats détaillés.

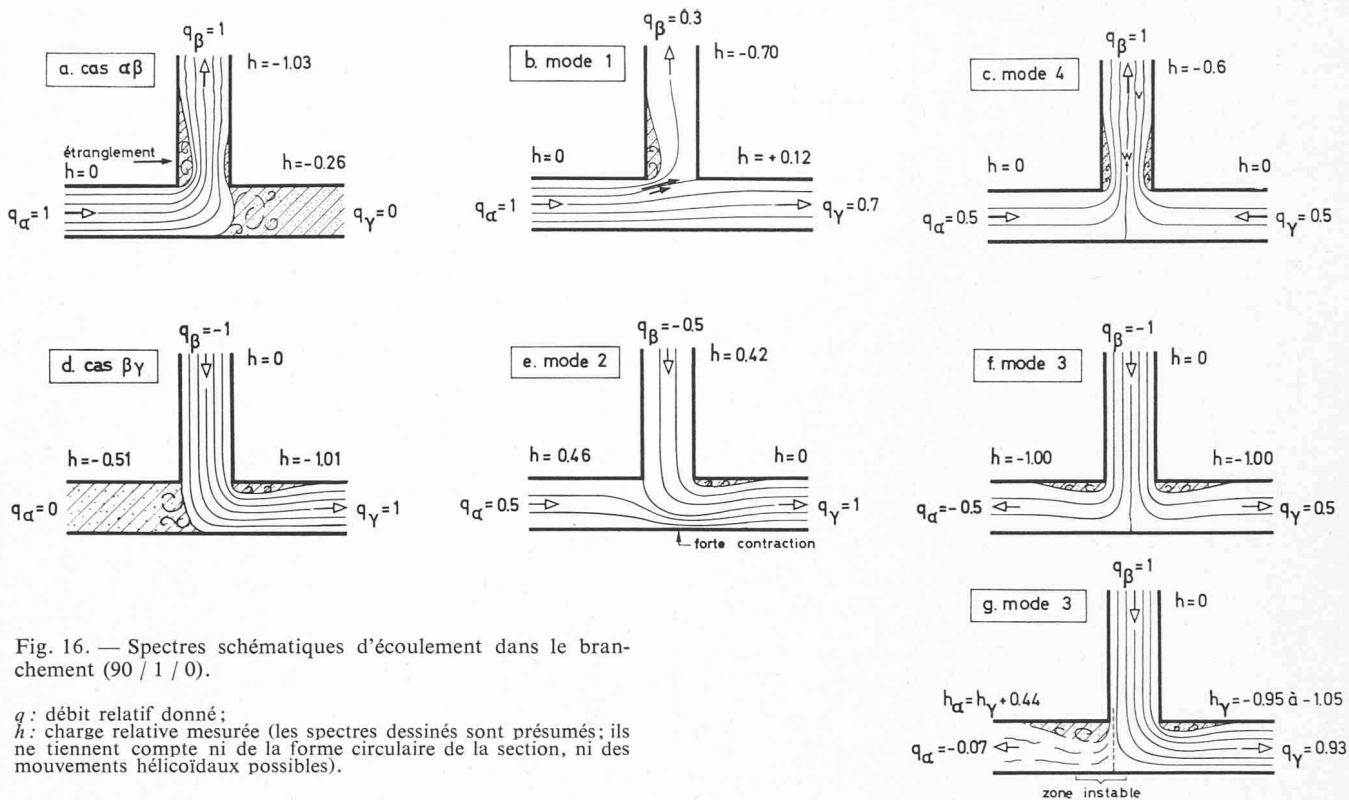


Fig. 16. — Spectres schématiques d'écoulement dans le branchement (90 / 1 / 0).

q : débit relatif donné;
 h : charge relative mesurée (les spectres dessinés sont présumés; ils ne tiennent compte ni de la forme circulaire de la section, ni des mouvements hélicoïdaux possibles).

Pour permettre de garder des dimensions limitées à l'ensemble de ces graphiques, l'échelle des hauteurs a été réduite de moitié pour $\varphi = 0,69$, et au quart pour $\varphi = 0,44$.

En considérant les figures 18 à 27, on remarque notamment que

- dans les modes 1 et 4, la différence $h_{\gamma\alpha}$ est pratiquement indépendante des formes étudiées;
- l'influence de l'arrondi est toujours appréciable, particulièrement forte pour un angle δ prononcé ou si $\varphi < 1$;

— des anomalies notables se présentent dans le mode 3, surtout pour un partage très inégal des débits; ces anomalies sont très marquées dès que $\varphi < 1$.

Nous signalerons enfin qu'il y a identité pour le mode 3 (de même pour le mode 4) des écoulements observés pour une valeur $(1 - q_\gamma)$ avec l'angle $(180^\circ - \delta)$; de ce fait, les essais n'ont été exécutés qu'une fois pour $\delta \neq 90^\circ$. Par contre, pour $\delta = 90^\circ$, les essais ont été exécutés complètement, puis les points symétriques reportés (comme sur la fig. 17), et c'est sur la base de ces résultats doublés qu'ont été tracées les courbes des figures 18 à 27.

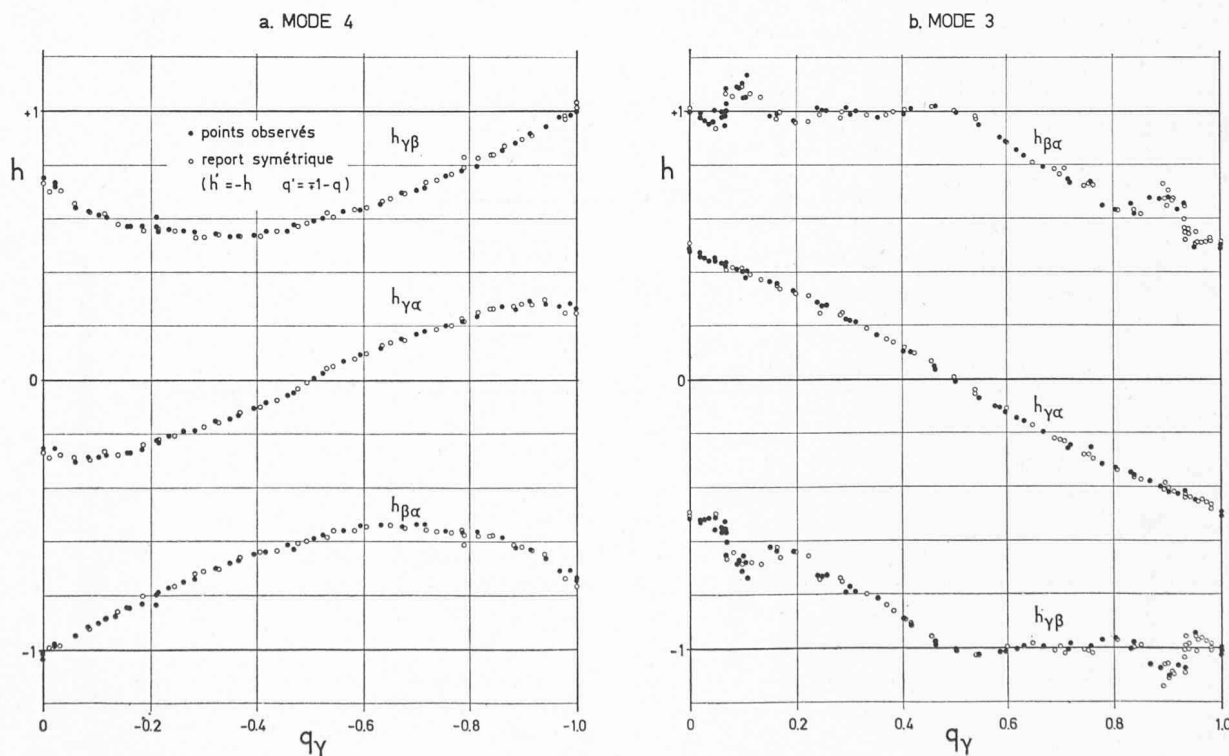


Fig. 17. — Comparaisons de cas symétriques d'écoulement dans le branchement « normal » (90 / 1 / 0).

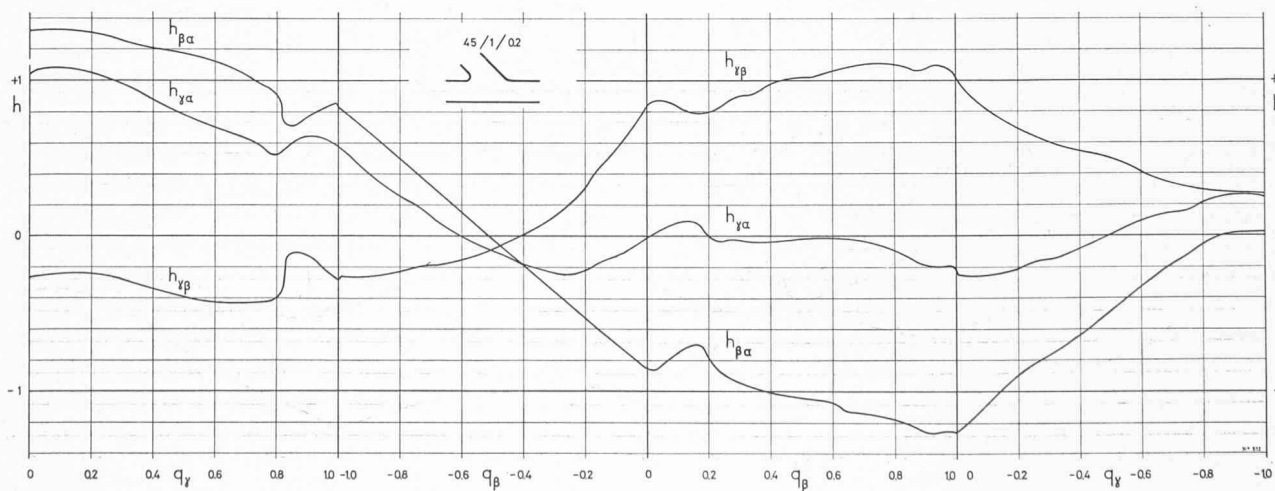
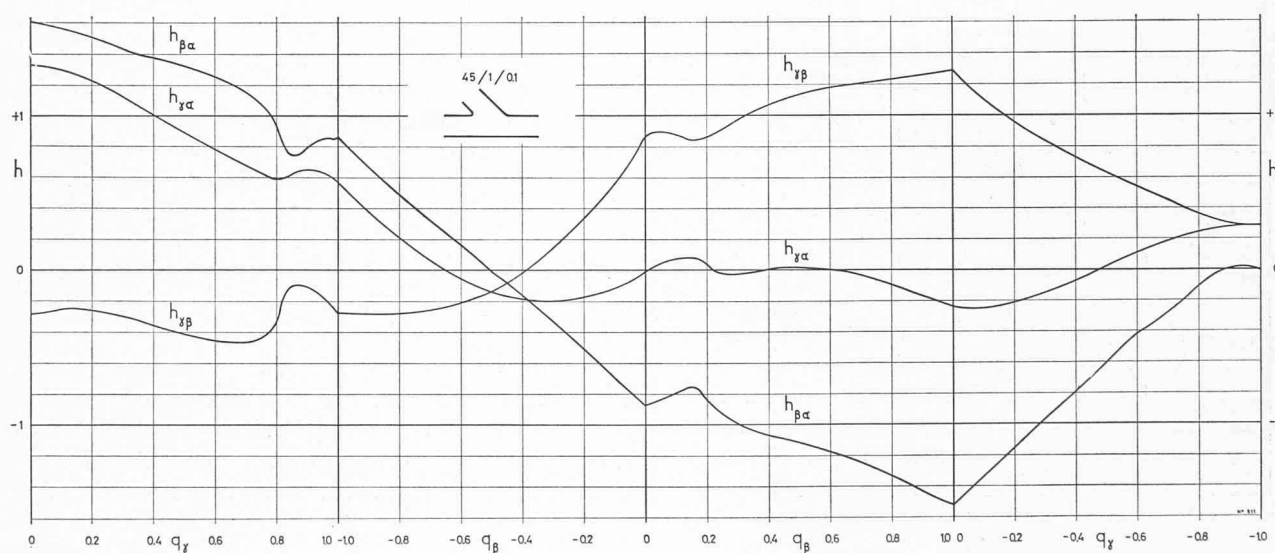
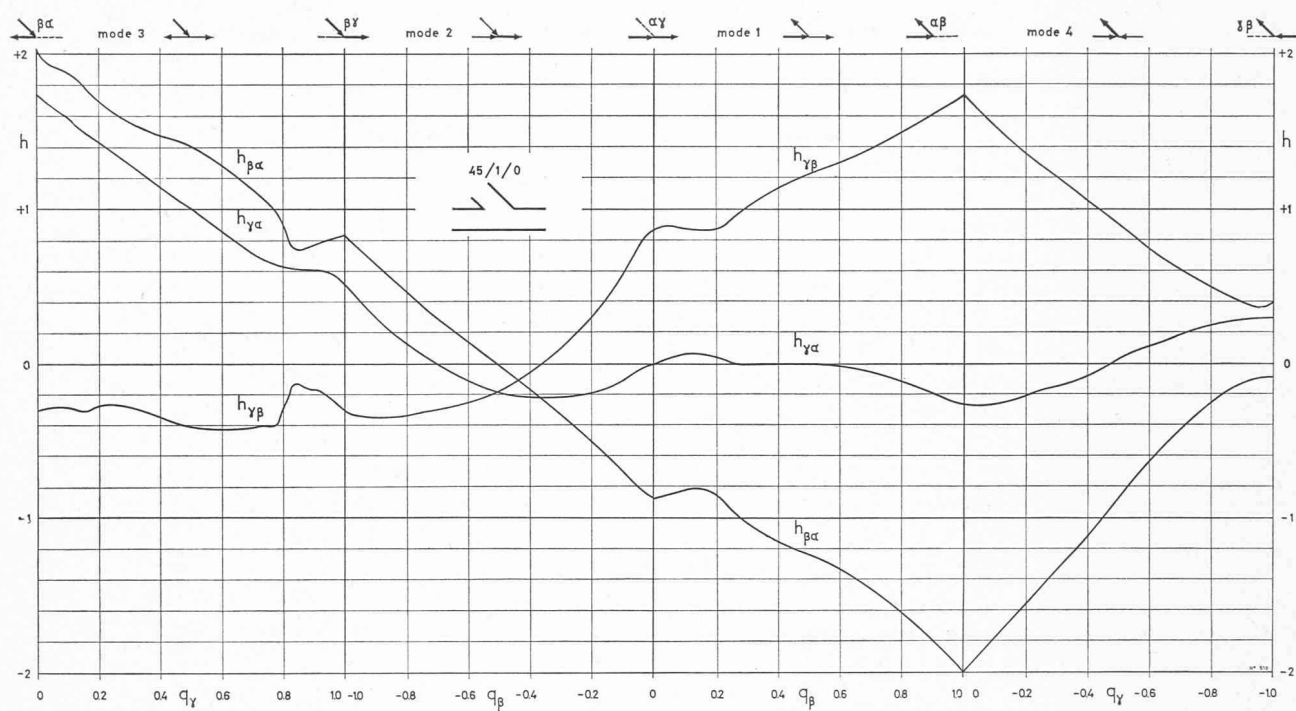


Fig. 18. — Résultats simplifiés pour $\delta = 45^\circ$ et $\varphi = 1$; cas $(45/1/0)$, $(45/1/0.1)$ et $(45/1/0.2)$.

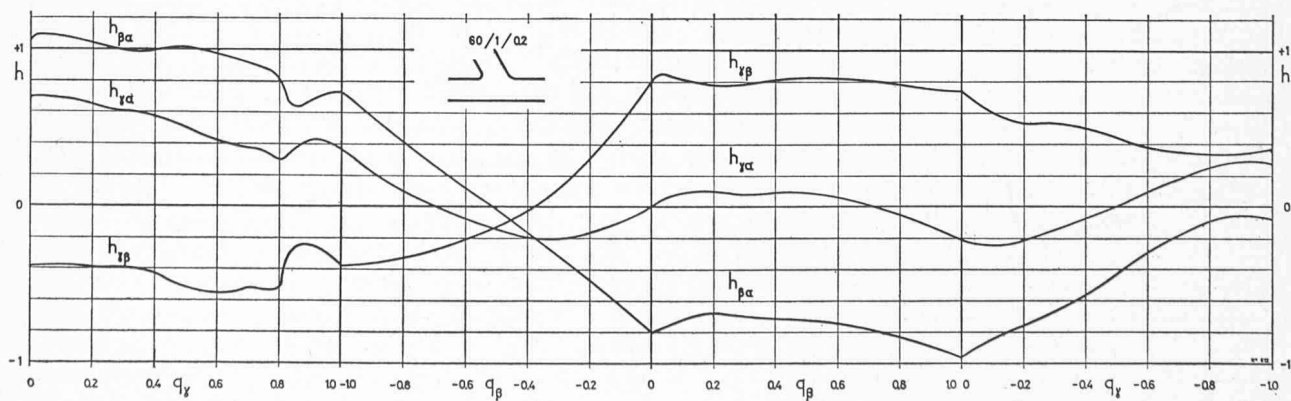
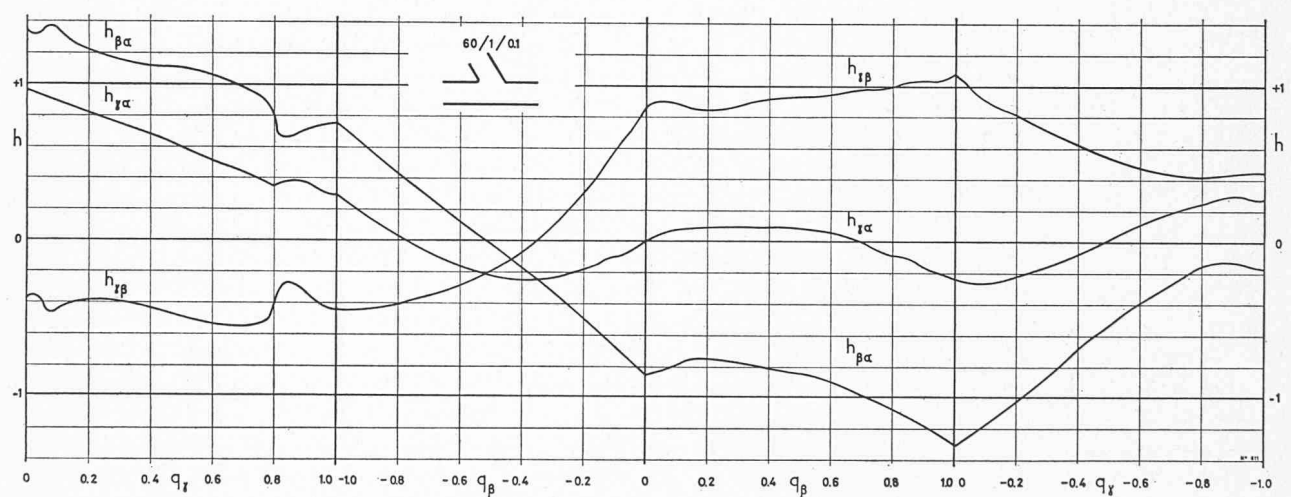
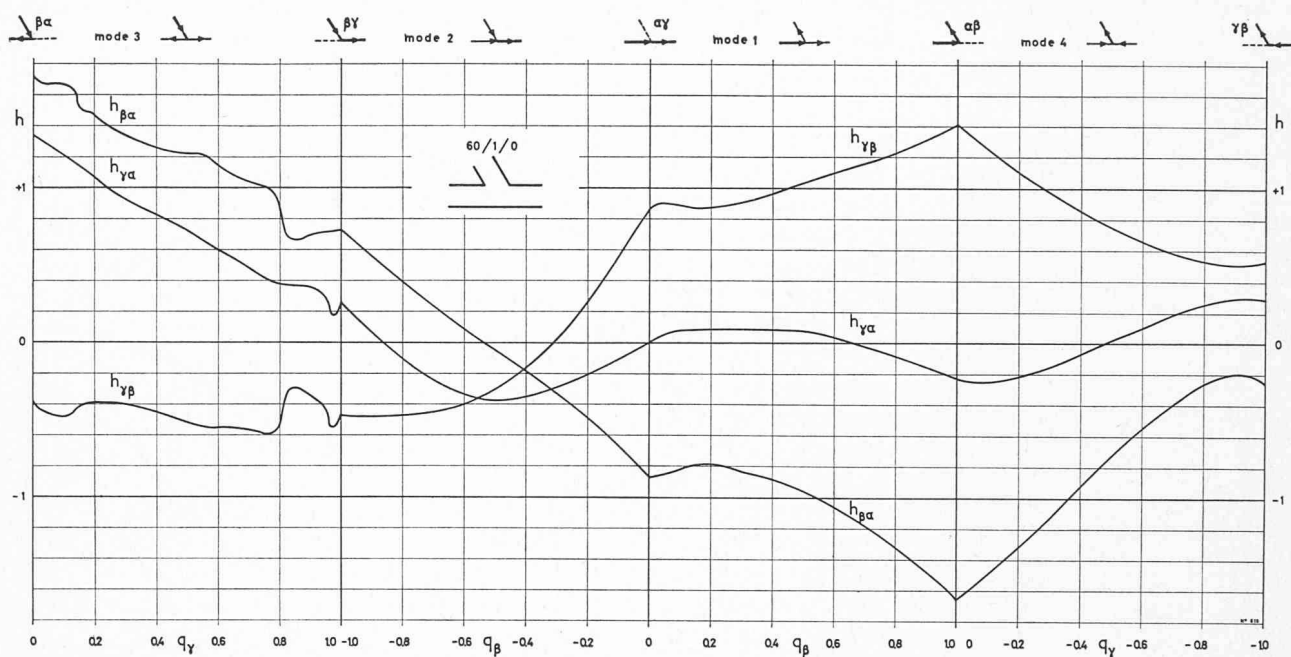


Fig. 19. — Résultats simplifiés pour $\delta = 60^\circ$ et $\varphi = 1$; cas (60 / 1 / 0), (60 / 1 / 0,1) et (60 / 1 / 0,2).

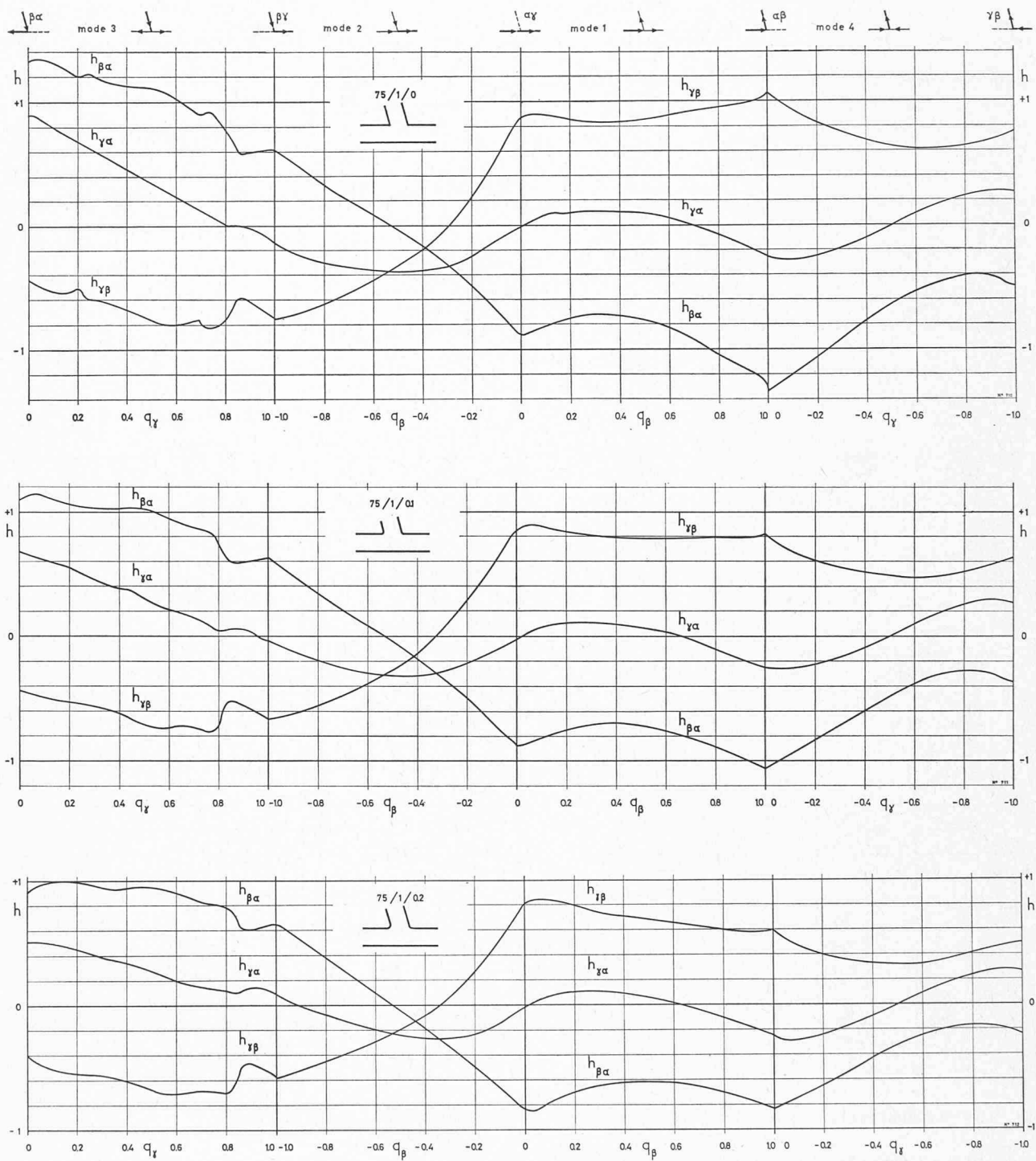


Fig. 20. — Résultats simplifiés pour $\delta = 75^\circ$ et $\varphi = 1$; cas $(75 / 1 / 0)$, $(75 / 1 / 0,1)$ et $(75 / 1 / 0,2)$.

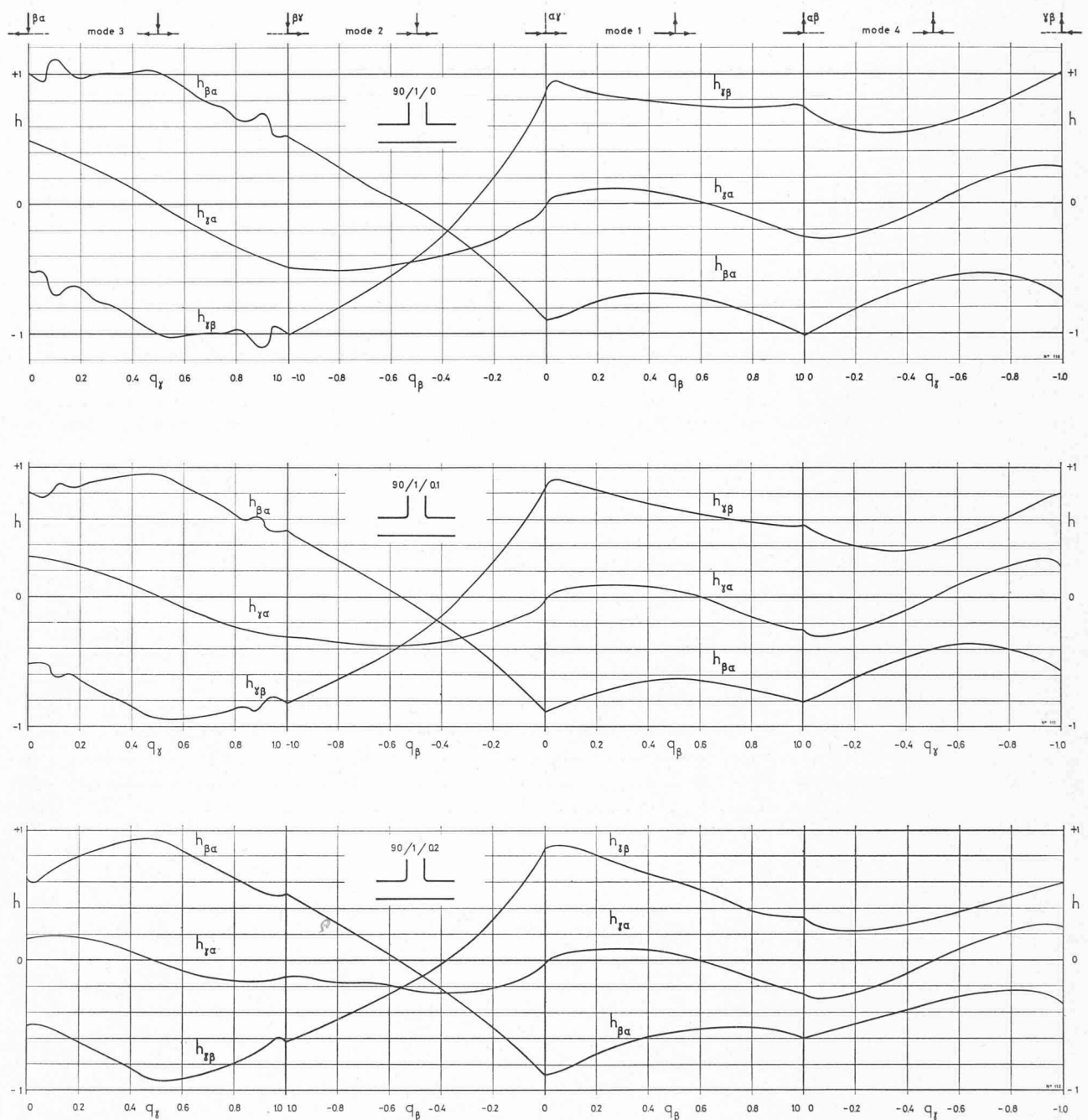


Fig. 21. — Résultats simplifiés pour $\delta = 90^\circ$ et $\varphi = 1$; cas (90 / 1 / 0), (90 / 1 / 0,1) et (90 / 1 / 0,2).

Note : Pour cas (90 / 1 / 0), résultats détaillés à la figure 12.

Pour cas (90 / 1 / 0,2), résultats détaillés à la figure 13.

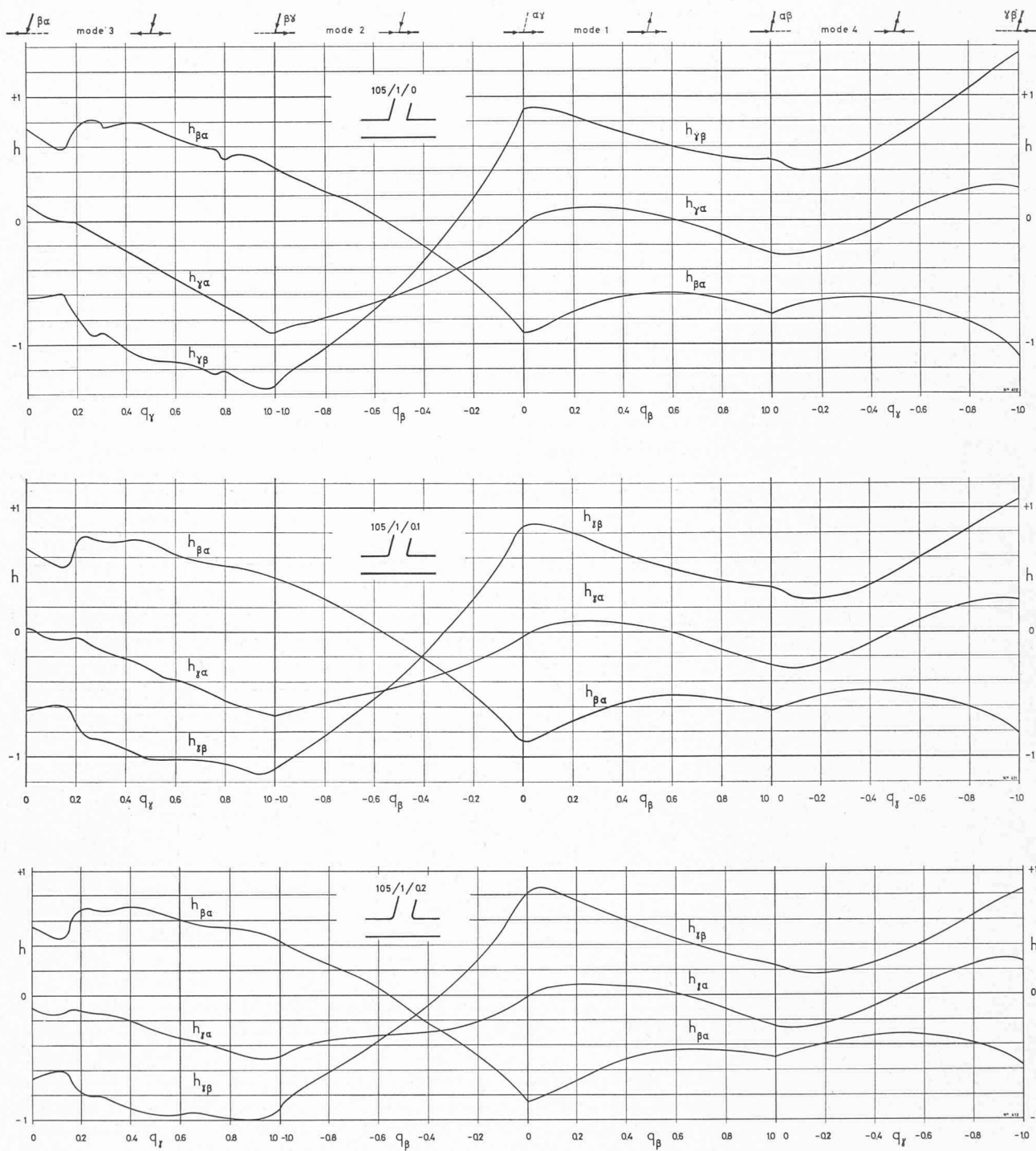


Fig. 22. — Résultats simplifiés pour $\delta = 105^\circ$ et $\varphi = 1$; cas $(105 / 1 / 0)$, $(105 / 1 / 0,1)$ et $(105 / 1 / 0,2)$.

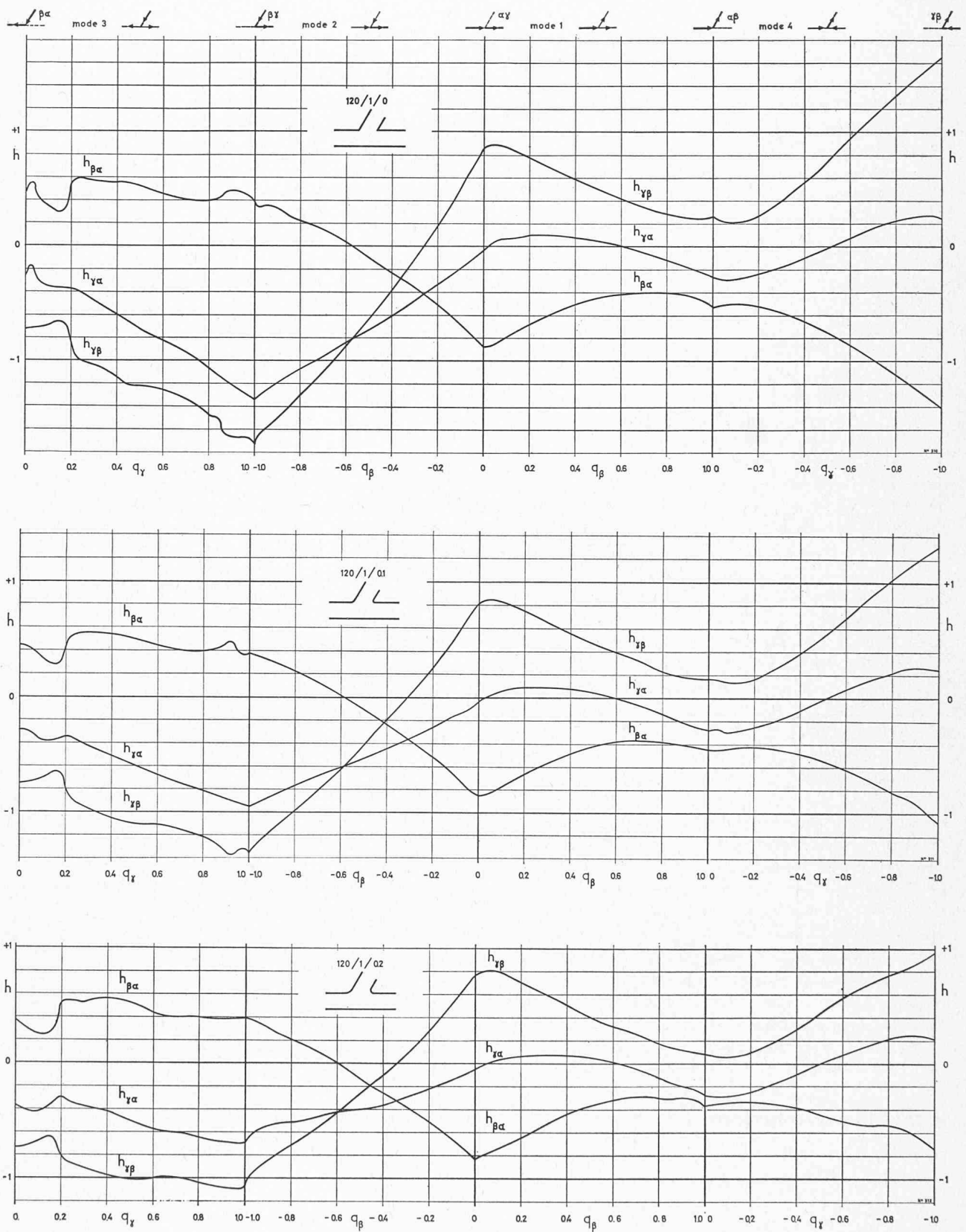


Fig. 23. — Résultats simplifiés pour $\delta = 120^\circ$ et $\varphi = 1$; cas $(120/1/0)$, $(120/1/0,1)$ et $(120/1/0,2)$.

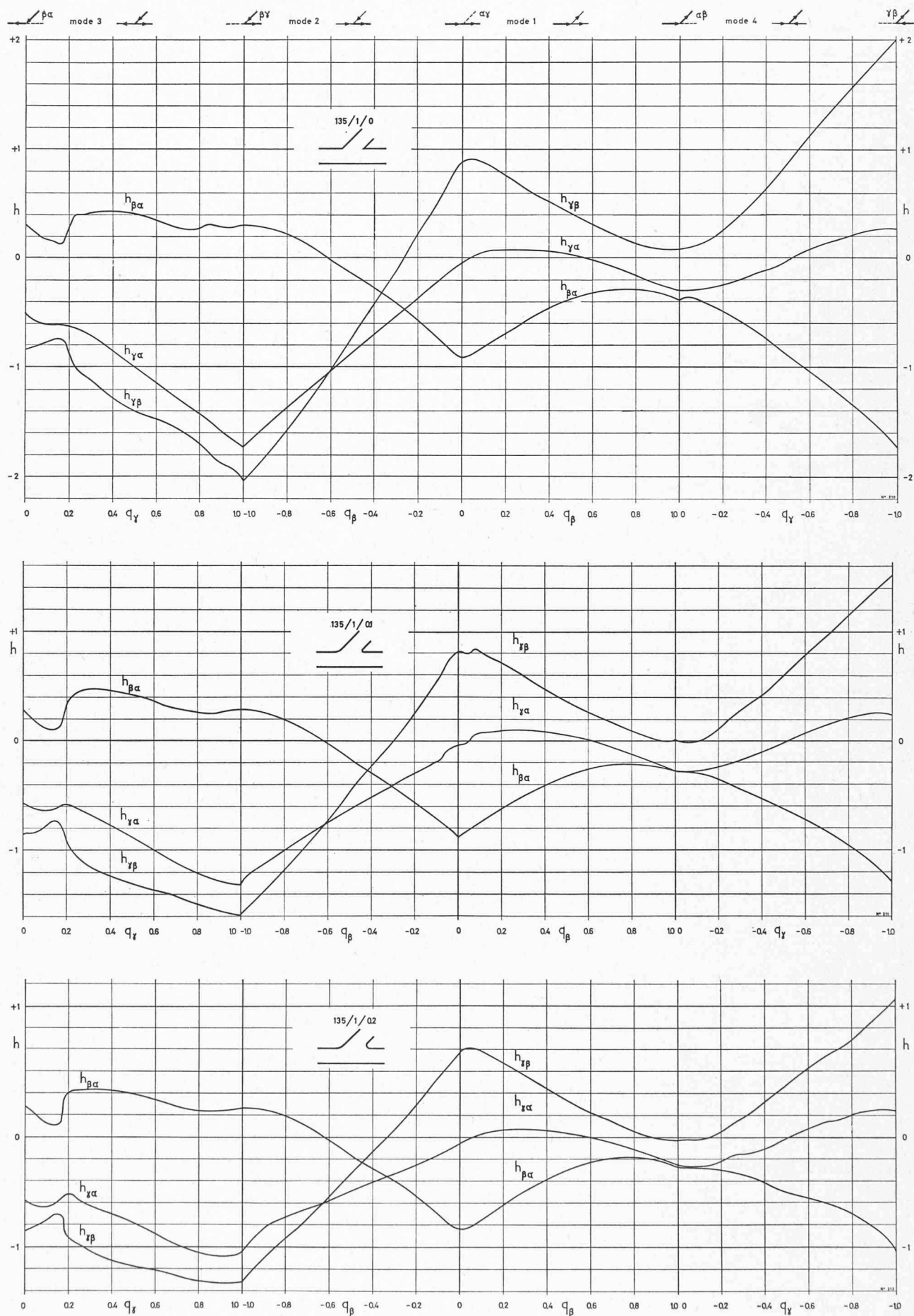


Fig. 24. — Résultats simplifiés pour $\delta = 135^\circ$ et $\varphi = 1$; cas (135 / 1 / 0), (135 / 1 / 0,1) et (135 / 1 / 0,2).
 Note : Pour cas (135 / 1 / 0), résultats détaillés à la figure 15.

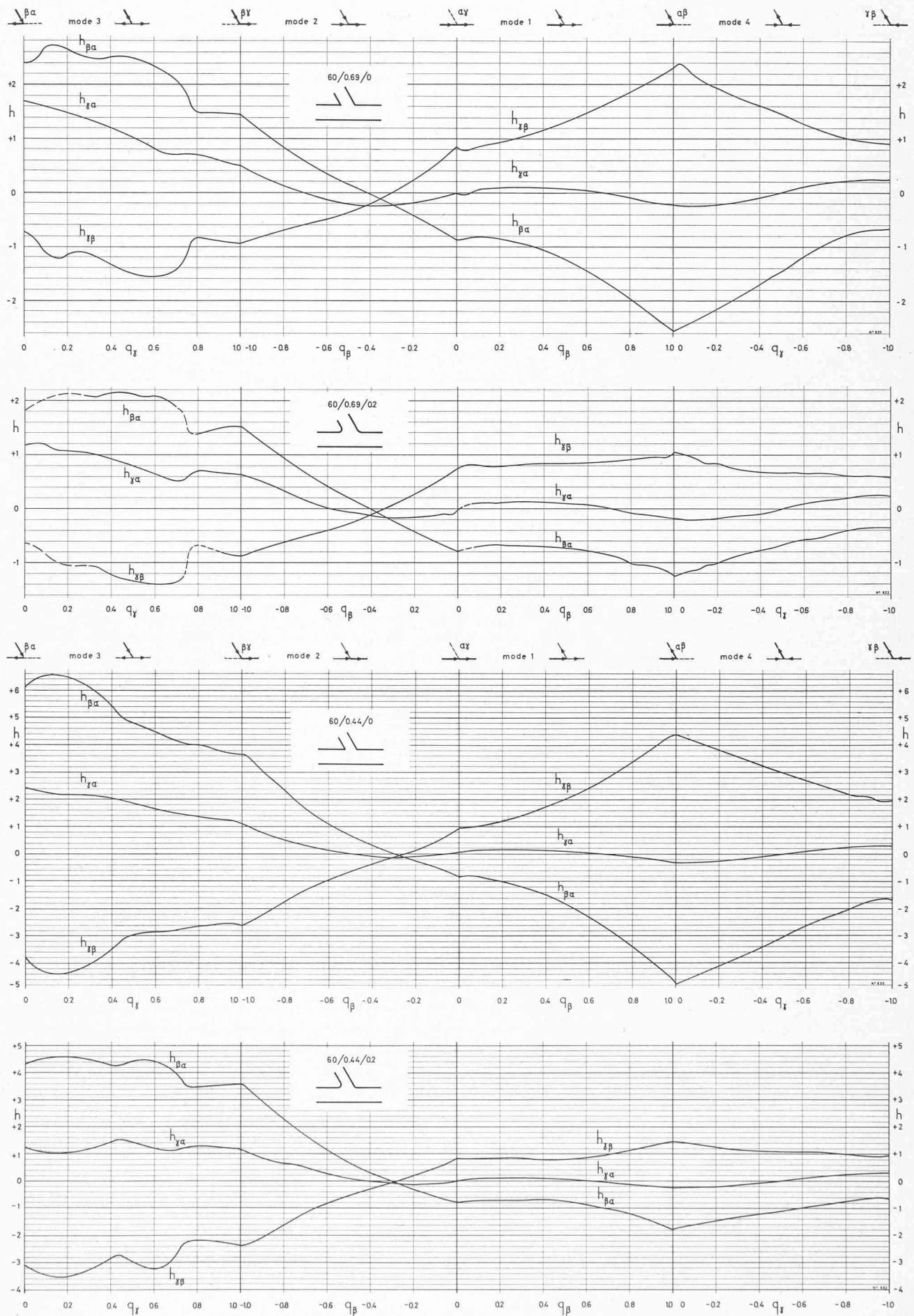


Fig. 25. — Résultats simplifiés pour $\delta = 60^\circ$ et $\varphi = 0,69$ et $0,44$; cas $(60 / 0,69 / 0)$, $(60 / 0,69 / 0,2)$, $(60 / 0,44 / 0)$ et $(60 / 0,44 / 0,2)$.

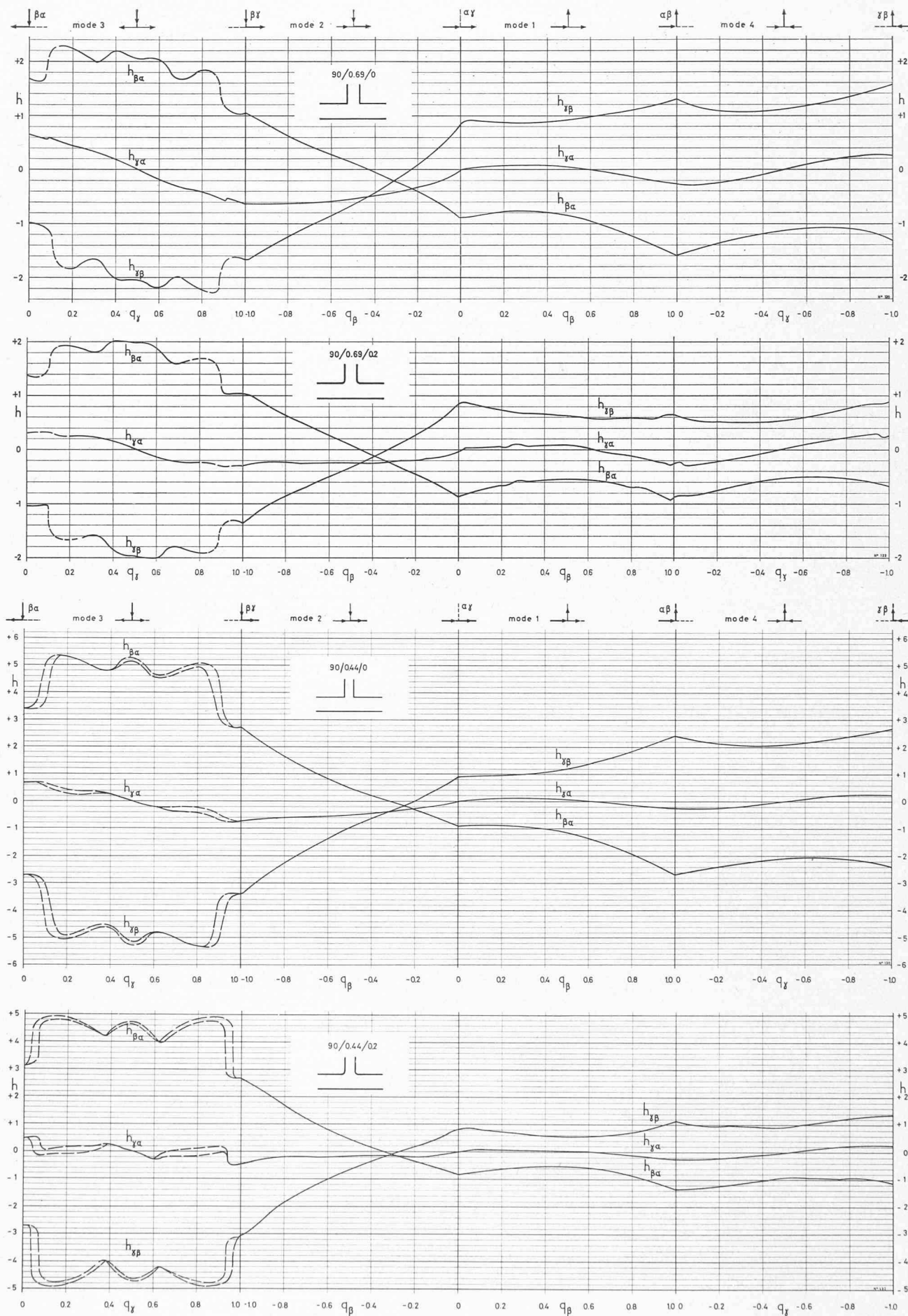


Fig. 26. — Résultats simplifiés pour $\delta = 90^\circ$ et $\varphi = 0,69$ et $0,44$; cas $(90 / 0,69 / 0)$, $(90 / 0,69 / 0,2)$, $(90 / 0,44 / 0)$ et $(90 / 0,44 / 0,2)$.
 Note : Pour cas $(90 / 0,69 / 0)$, résultats détaillés à la figure 14.

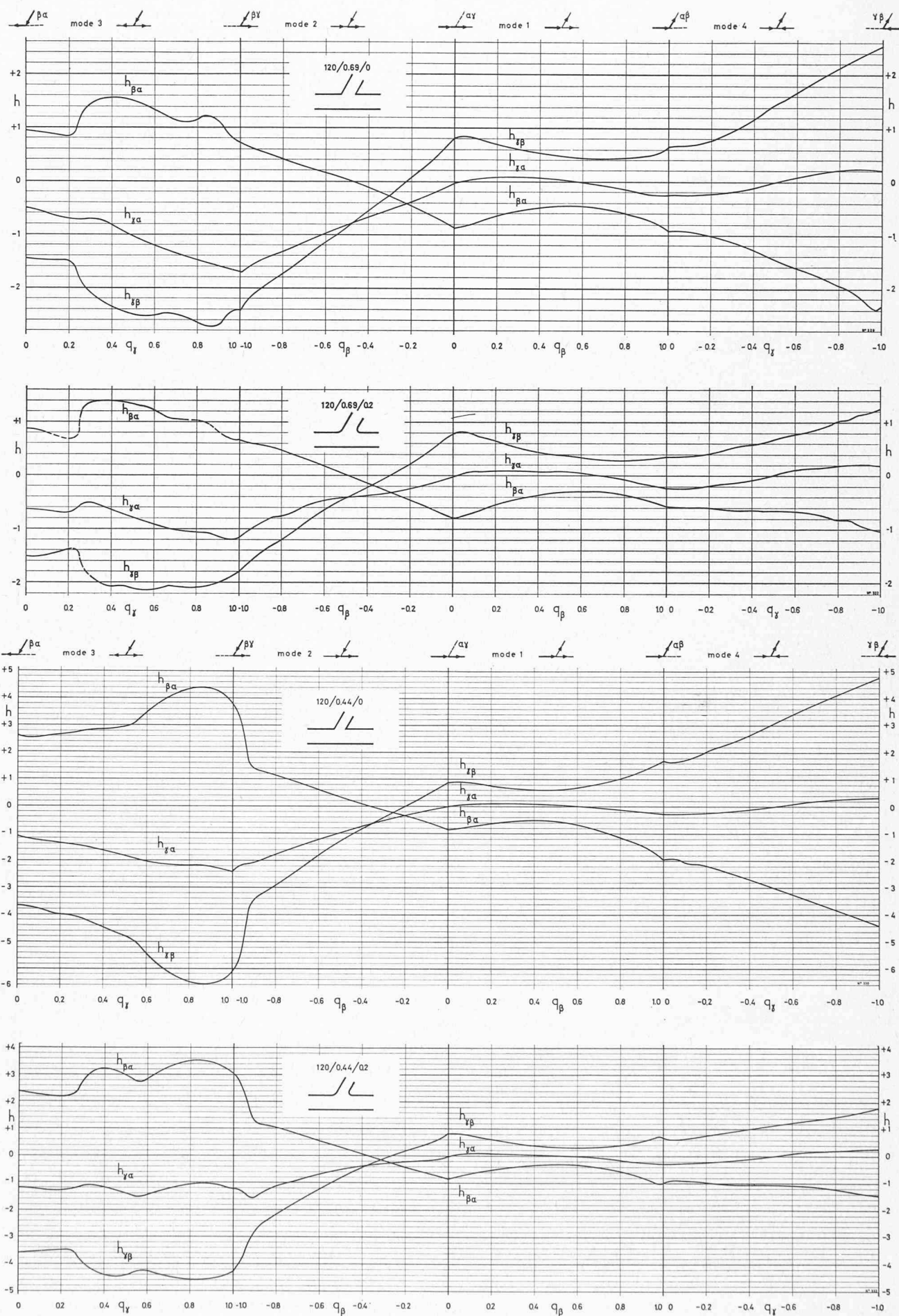


Fig. 27. — Résultats simplifiés pour $\delta = 120^\circ$ et $\varphi = 0,69$ et $0,44$; cas $(120 / 0,69 / 0)$, $(120 / 0,69 / 0,2)$, $(120 / 0,44 / 0)$ et $(120 / 0,44 / 0,2)$.

4. e) Ecoulements non fractionnés

Dans le cas particulier des écoulements non fractionnés, il devient possible de comparer l'ensemble des résultats obtenus avec les diverses formes étudiées. Nous y ajouterons les valeurs obtenues dans notre étude précédente, ou par d'autres auteurs.

Ces écoulements non fractionnés se ramènent à trois types seulement, que l'on peut distinguer par la valeur du débit dérivé q_β : -1, 0 ou +1. Ces trois types figurent sur le tableau D ci-contre ; nous ferons donc précéder les différences de charge relatives h de l'indice, +1, -1 ou 0 définissant la valeur de q_β considérée.

Des trois différences de charge $h_{\beta\alpha}$, $h_{\gamma\alpha}$ et $h_{\gamma\beta}$, les deux plus intéressantes seront seules examinées. Rappelons que la troisième se déduit simplement par différence des deux autres.

TABLEAU D
Ecoulements non fractionnés

schéma					
type	$\beta\alpha$	$\beta\gamma$	$\alpha\gamma$	$\alpha\beta$	$\gamma\beta$
débit q_β	-1	-1	0	+1	+1
indice	*	-1	0	+1	*

* cas identique au cas voisin avec l'angle δ supplémentaire

TABLEAU E
Ecoulement direct $q_\beta = 0$

1. Perte de charge amont - aval $o h_{\gamma\alpha}$									
φ	ρ	A	$\delta = 45^\circ$	60°	75°	90°	105°	120°	135°
1	0	GR	-0.01	0	-0.01	-0.02	-0.02	-0.03	-0.04
1	0.1		-0.01	0	-0.01	-0.03	-0.03	-0.04	-0.05
1	0.2		-0.02	0	-0.02	-0.03	-0.03	-0.04	-0.06
0.69	0		-	-0.01	-	-0.03	-	-0.02	-
0.69	0.2		-	+0.01	-	-0.04	-	-0.02	-
0.44	0	G	-	+0.02	-	0	-	-0.01	-
0.44	0.2		-	+0.01	-	0	-	-0.01	-
1	~0.1		-0.09	-0.08	-0.05	-0.06	-0.04	-0.06	-0.09
0.69	0.02		-	-	-	-0.03	-	-	-
0.44	0.04		-	-	-	-0.04	-	-	-
0.28	0.04	VPK	-	-	-	-0.03	-	-	-
0.16	0.03		-	-	-	-0.08	-	-	-
1	0		-0.04	-0.04	-	-0.02	-	-0.05	-0.04
1	0.1		-0.05	-0.04	-	0	-	-0.05	-0.04
1	0	BM	+0.02	+0.03	-0.02	-0.01	+0.02	-0.03	+0.02
0.5	0		-0.02	+0.03	-0.01	-0.04	-0.02	-0.02	-0.03
0.25	0		-0.09	+0.10	+0.10	-0.07	-0.10	+0.11	+0.05
0.14	0		-0.03	+0.10	+0.15	+0.09	+0.15	-0.02	+0.01
0.06	0		+0.04	-0.01	+0.07	+0.05	+0.09	+0.03	+0.06
2. Différence de charge amont - dérivation $o h_{\beta\alpha}$									
φ	ρ	A	$\delta = 45^\circ$	60°	75°	90°	105°	120°	135°
1	0	GR	-0.87	-0.87	-0.88	-0.89	-0.90	-0.87	-0.92
1	0.1		-0.87	-0.86	-0.87	-0.88	-0.88	-0.86	-0.86
1	0.2		-0.85	-0.80	-0.85	-0.89	-0.83	-0.82	-0.84
0.69	0		-	-0.86	-	-0.89	-	-0.85	-
0.69	0.2		-	-0.79	-	-0.87	-	-0.80	-
0.44	0	G	-	-0.88	-	-0.91	-	-0.88	-
0.44	0.2		-	-0.82	-	-0.83	-	-0.84	-
1	~0.1		-1.00	-0.87	-0.85	-0.91	-0.86	-0.90	-0.89
0.69	0.02		-	-	-	-0.91	-	-	-
0.44	0.04		-	-	-	-0.96	-	-	-
0.28	0.04	VPK	-	-	-	-1.05	-	-	-
0.16	0.03		-	-	-	-1.05	-	-	-
1	0		-0.96	-0.97	-	-0.99	-	-	-
1	0.1		-0.96	-0.97	-	-0.96	-	-	-
1	0	BM	-1.00	-0.89	-0.93	-0.91	-0.93	-0.94	-0.98
0.5	0		-0.86	-0.97	-0.92	-0.96	-0.94	-0.95	-0.93
0.25	0		-1.09	-0.96	-0.93	-1.08	-1.11	-0.95	-0.95
0.14	0		-0.92	-0.92	-1.02	-0.92	-1.00	-0.98	-0.83
0.06	0		-1.04	-1.06	-0.96	-1.09	-0.87	-0.92	-0.94

e) 1. Ecoulement direct, $q_\beta = 0$

Le tableau E récapitule les valeurs mesurées.

En ce qui concerne la perte de charge amont-aval $o h_{\gamma\alpha}$, on constate, conformément à ce qu'on pouvait attendre, que

- la perte est toujours faible ;
- elle tend vers zéro quand la section relative φ de la dérivation devient petite : la singularité disparaît ;
- la perte est un peu plus élevée pour l'angle δ grand (léger effet de contraction dû à l'arête aval du raccordement) ;
- la perte est très légèrement plus forte lorsque l'arrondi est prononcé.

Aucune de ces conclusions, pourtant évidentes, n'apparaît nettement dans les séries exécutées antérieurement. Cela montre à la fois la bonne qualité de la présente série et la dispersion notable entachant d'autres mesures (p. ex. Blaisdell et Manson trouvent un gain de charge de + 0,15 pour $\varphi = 0,14$, pourtant petit, et $\varphi = 75^\circ$ et 105° , ce qui semble manifestement erroné).

Pour ce qui est de la différence de charge $o h_{\beta\alpha}$ entre branche amont α et dérivation, on constate que

- la différence $o h_{\beta\alpha}$ est toujours d'un ordre de grandeur voisin de l'unité, la dérivation faisant en gros office de tube piézométrique ;

- il n'y a pas d'influence importante de l'angle δ ; tout au plus avons-nous observé une valeur plus faible (dépression plus marquée dans la dérivation) lorsque $\delta = 90^\circ$ (que pour $\delta \neq 90^\circ$), ce qui pourrait être attribué à la section plus réduite de l'intersection entre conduite de base et dérivation ;

- il n'y a pas d'influence importante du rayon relatif ρ de l'arrondi ; la dépression dans la dérivation est très légèrement plus marquée si l'arrondi est nul (en d'autres termes, on se rapproche un peu du cas du tube piézométrique si la dérivation est perpendiculaire et le raccordement à arête vive, ce qui est conforme à ce que l'on pouvait attendre).

A	GR	G	VPK	BM
auteurs	Gardel + Rechsteiner Lausanne 1970	Gardel Lausanne 1957	Vogel Pertermann Kinne Munich 1926-29	Blaisdell + Manson USA 1967
Symboles				
$\varphi =$	1.0 0.69 0.44	1.0 0.69 0.44	1.0 0.34 0.25	1.0 0.5 0.25
$\rho =$	0 0.1 0.2	0 0.1 0.2	0 0.1 0.2	0 0.1 0.2

Légende pour tableaux E, F et G
et figures 28 à 34.

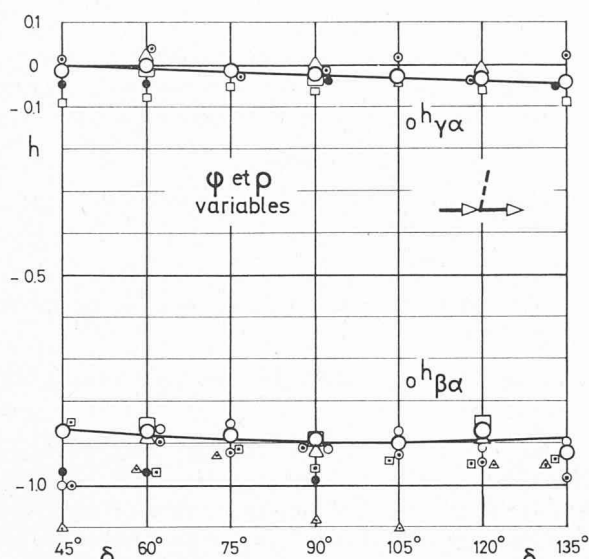


Fig. 28. — Charge relative pour écoulement direct $q_\beta = 0$.

On note à nouveau la dispersion notablement plus élevée des autres séries de mesures. C'est la raison pour laquelle le poids principal a été donné à nos propres résultats dans la figure 28, qui récapitule ces résultats.

e) 2. Écoulement entièrement dévié, $q_\beta = +1$ ($q_\gamma = 0$)

Les valeurs mesurées sont récapitulées au tableau F.

TABLEAU F
Écoulement entièrement dévié $q_\beta = +1$ ($q_\gamma = 0$)

1. Perte de charge amont-aval $+h_{\beta\alpha}$									
φ	ρ	A	$\delta = 45^\circ$	60°	75°	90°	105°	120°	135°
1	0	GR	-1.98	-1.65	-1.32	-1.03	-0.75	-0.52	-0.40
1	0.1		-1.52	-1.32	-1.07	-0.81	-0.64	-0.45	-0.28
1	0.2		-1.26	-0.96	-0.84	-0.60	-0.50	-0.37	-0.26
0.69	0		-	-2.53	-	-1.60	-	-0.91	-
0.69	0.2		-	-1.25	-	-0.90	-	-0.58	-
0.44	0		-	-4.74	-	-2.72	-	-1.97	-
0.44	0.2		-	-1.76	-	-1.40	-	-1.00	-
1	0.1	G	-1.83	-1.26	-0.82	-0.98	-0.53	-0.45	-0.31
0.69	0.02		-	-	-	-1.33	-	-	-
0.44	0.04		-	-	-	-2.34	-	-	-
0.28	0.04		-	-	-	-3.98	-	-	-
0.16	0.03		-	-	-	-11.6	-	-	-
1	0	VPK	-	-	-	-1.28	-	-0.73	-0.46
1	0.1		-	-	-	-1.02	-	-0.62	-0.36
1	0.2		-1.89	-1.45	-	-0.89	-	-0.58	-0.33
0.34	0		-	-	-	-	-	-4.6	-5.0
0.34	0.06		-	-	-	-	-	-3.2	-3.3
2. Différence de charge le long de la conduite de base $+h_{\gamma\alpha}$									
φ	ρ	A	$\delta = 45^\circ$	60°	75°	90°	105°	120°	135°
1	0	GR	-0.25	-0.23	-0.25	-0.26	-0.26	-0.26	-0.30
1	0.1		-0.24	-0.23	-0.25	-0.26	-0.27	-0.29	-0.26
1	0.2		-0.23	-0.21	-0.25	-0.26	-0.26	-0.28	-0.29
0.69	0		-	-0.21	-	-0.27	-	-0.25	-
0.69	0.2		-	-0.20	-	-0.27	-	-0.23	-
0.44	0		-	-0.27	-	-0.27	-	-0.29	-
0.44	0.2		-	-0.25	-	-0.27	-	-0.29	-
1	0.1	G	-0.39	-0.36	-0.37	-0.38	-0.32	-0.36	-0.35
0.69	0.02		-	-	-	-0.35	-	-	-
0.44	0.04		-	-	-	-0.35	-	-	-
0.28	0.04		-	-	-	-0.38	-	-	-
0.16	0.03		-	-	-	-0.37	-	-	-
1	0	VPK	-	-	-	-0.35	-	-0.34	-0.33
1	0.1		-	-	-	-0.34	-	-0.34	-0.33
1	0.2		-0.33	-0.40	-	-0.34	-	-0.34	-0.31
0.34	0		-	-	-	-	-	-0.38	-0.35
0.34	0.06		-	-	-	-	-	-0.38	-0.31

* voir fig. 16.a

Pour la perte de charge amont-aval $+h_{\beta\alpha}$, c'est-à-dire entre branche α et dérivation, on constate que

- l'influence du diamètre de la dérivation (paramètre φ) est évidemment déterminante (plus ce diamètre est petit, plus l'énergie cinétique y est élevée et plus la perte est grande);
- pour un diamètre de dérivation donné, l'influence de l'angle est importante, l'écoulement étant plus ou moins dévié (du rebroussement pour δ faible, à un faible changement de direction pour δ grand);
- mais à φ et δ donnés, l'effet de l'arrondi ρ est très notable, la perte étant en gros réduite de 40 % pour un arrondi $\rho = 0,2$ ¹.

Pour $\varphi = 1$, les valeurs mesurées sont reportées sur le graphique de la figure 29².

Pour $\varphi \neq 1$, la perte de charge est vraisemblablement constituée d'une partie due au changement de direction (fonction de l'angle δ , et de l'énergie cinétique amont) et d'une partie due à la contraction et au ralentissement consécutif. Cette dernière partie est fonction de l'énergie cinétique dans la dérivation, donc de $1/\varphi^2$ (et bien entendu de l'arrondi relatif $\rho/\sqrt{\varphi}$) et elle devient prépondérante si φ est petit. Afin d'éviter que cet effet ne voile les autres, nous avons rapporté la perte de charge à $1/\varphi^2$; les résultats sont ainsi reportés sur le graphique de la figure 30. On peut relever à ce sujet que si φ tend vers zéro, et avec $\rho = 0$, la dérivation tend à n'être qu'un ajutage placé sur la paroi d'un réservoir; l'effet de l'angle δ doit s'estomper, la contraction plus grande d'un côté (du fait de l'angle aigu) étant compensée par celle plus faible de l'autre côté; on doit donc s'attendre à trouver à la limite $+h_{\beta\alpha} \varphi^2 \cong 0,39$ ³. Mais pour $\rho > 0$, il y a à la limite, pour $\varphi = 0$, entonnement sans contraction et on peut attendre $+h_{\beta\alpha} \cong 0$. Les valeurs obtenues paraissent bien s'adapter à ces deux conditions limites.

En ce qui concerne la différence de charge $+h_{\gamma\alpha}$ entre les deux branches α et γ de la conduite de base, les valeurs mesurées

- sont toutes voisines de $-0,26$;
- sont très légèrement plus marquées pour δ grand ($-0,28$ pour $\delta = 135^\circ$ contre $-0,24$ pour $\delta = 45^\circ$);
- ne paraissent pas influencées par ρ .

¹ Davantage encore si $\varphi < 0,5$ (par ex. 50 %), cet accroissement provenant de ce que ρ est le rayon rapporté au diamètre amont; l'arrondi relatif au diamètre aval est plus grand et égal à $\rho/\sqrt{\varphi}$.

² On doit malheureusement faire à nouveau abstraction des résultats obtenus antérieurement étant donné leur trop forte dispersion (ce cas n'a pas été étudié par Blaisdell et Manson).

³ Si le coefficient de contraction vaut 0,61 à 0,62, on trouve aisément que la perte à la Borda est de $h\varphi^2 = 0,41$ à 0,37; l'effet du changement de direction est nul à la limite.

Ces valeurs, indiquées à la deuxième partie du tableau F, sont reportées à la partie supérieure du graphique de la figure 29.

Il faut toutefois signaler que les valeurs obtenues antérieurement à Munich et à Lausanne donnent une moyenne de $-0,35$, avec une dispersion cependant un peu plus forte. L'imprécision générale de ces autres résultats, déjà plusieurs fois mentionnée, nous paraît justifier que l'on n'en tienne pas compte ici non plus¹.

e) 3. *Ecoulement provenant entièrement de la dérivation*, $q_\beta = -1$ ($q_\alpha = 0$)

Les valeurs mesurées sont récapitulées au tableau G.

Pour la perte de charge amont-aval ${}_1h_{\gamma\beta}$, c'est-à-dire entre la dérivation et la branche γ , on relève que

- comme dans le cas précédent ($q_\beta = +1$), l'influence du diamètre de la dérivation (paramètre φ) est déterminante, l'énergie cinétique dans la dérivation étant proportionnelle à $1/\varphi^2$;
- pour φ donné, l'influence de l'angle est importante ; on soulignera que pour $\varphi = 1$, les valeurs de la perte de charge en fonction de l'angle δ et de l'arrondi ρ sont très proches de celles observées avec $q_\beta = +1$ et l'angle supplémentaire ($180^\circ - \delta$) : les écarts ne

¹ Il se peut que ce fait soit lié au degré de turbulence de l'eau, probablement plus faible dans les autres essais, d'où à débit égal une énergie cinétique plus élevée (ε plus grand).

² L'influence de l'arrondi, qui réduit la perte de charge, est cependant un peu plus marquée dans le cas $q_\beta = +1$ (réduisant la contraction et la perte par ralentissement) que pour $q_\beta = -1$, ce qui paraît normal.

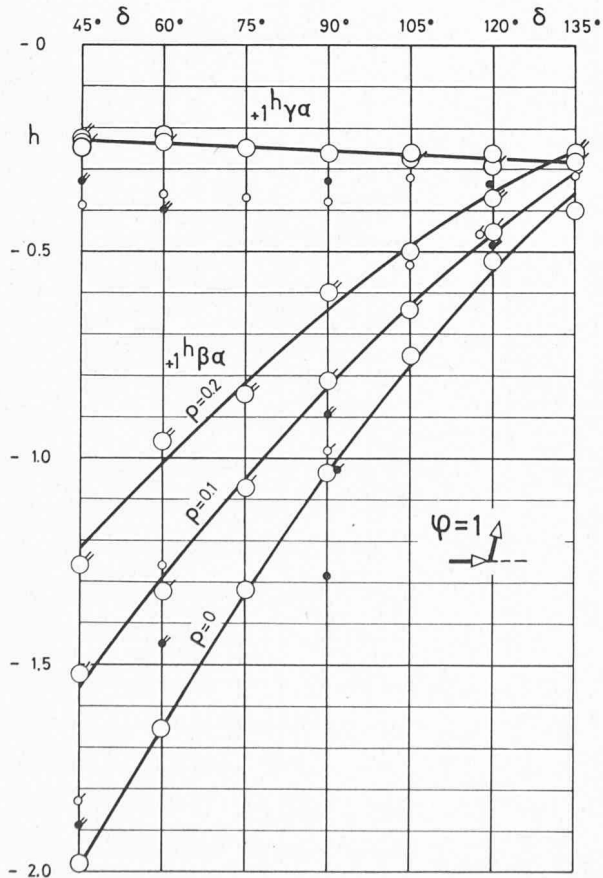


Fig. 29. — Charge relative pour écoulement entièrement dévié $q_\beta = +1$ ($q_\gamma = 0$), avec $\varphi = 1$.

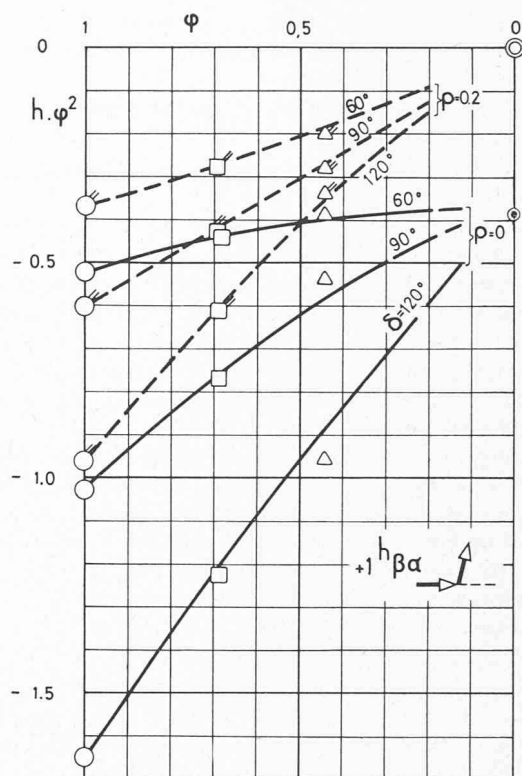


Fig. 30. — Perte de charge ${}_1h_{\beta\alpha}$, en fonction de φ , pour écoulement entièrement dévié $q_\beta = +1$ ($q_\gamma = 0$).

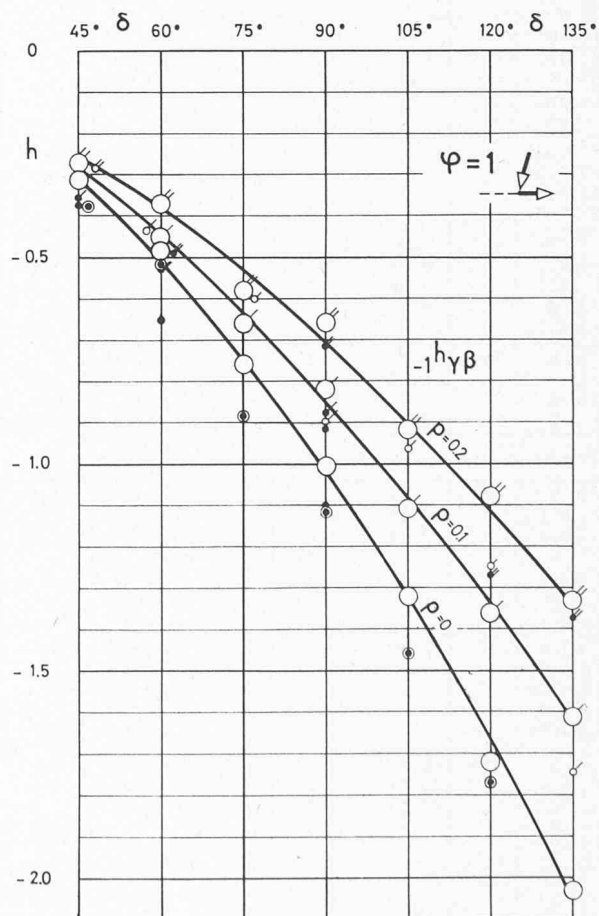


Fig. 31. — Perte de charge ${}_1h_{\gamma\beta}$ pour écoulement provenant entièrement de la dérivation $q_\beta = -1$ ($q_\alpha = 0$).

dépassent pas 0,05 pour $p = 0$ et 0,10 pour $p = 0,2$, alors même que la configuration des canalisations n'est pas identique² ;

— l'effet de p est notable, un arrondi important réduisant la perte de charge.

Pour $\varphi = 1$, les valeurs mesurées sont reportées sur la figure 31.

Pour $\varphi \neq 1$, il convient, comme pour $q_\beta = +1$ et même à plus forte raison, de multiplier ${}_1h_{\gamma\beta}$ par φ^2 de manière à rapporter la perte de charge à l'énergie cinétique dans la dérivation. Cette énergie doit être considérée comme perdue à la limite lorsque φ tend vers zéro et qu'il n'y a pas d'arrondi ($p = 0$). Cela permet de tracer les courbes de la figure 32, malgré une certaine dispersion, puisqu'elles doivent alors aboutir, pour $\varphi = 0$, à $h\varphi^2 = -1$.

Lorsqu'il y a un arrondi, le phénomène est moins simple et l'on doit prévoir que la « trompe » ainsi réalisée provoque la récupération d'une part de l'énergie cinétique. Pour le moins on peut penser que, pour une valeur donnée de p (0,2 sur la fig. 32), les courbes correspondant aux diverses valeurs de δ convergent vers une même valeur de $h\varphi^2$ lorsque φ tend vers zéro.

TABLEAU G
Écoulement provenant entièrement de la dérivation
 $q_\beta = -1$ ($q_\alpha = 0$)

1. Perte de charge amont-aval ${}_1h_{\gamma\beta}$									
φ	p	A	$\delta = 45^\circ$	60°	75°	90°	105°	120°	135°
1	0	GR	-0.31	-0.48	-0.76	-1.01*	-1.32	-1.72	-2.03
1	0.1		-0.27	-0.45	-0.66	-0.82	-1.11	-1.36	-1.61
1	0.2		-0.27	-0.37	-0.58	-0.66	-0.92	-1.08	-1.33
0.69	0		-	-0.94	-	-1.65	-	-2.43	-
0.69	0.2		-	-0.87	-	-1.34	-	-1.84	-
0.44	0		-	-2.61	-	-3.40	-	(-6.07)	-
0.44	0.2		-	-2.42	-	-3.11	-	-4.32	-
1	0.1	G	-0.28	-0.44	-0.58	-0.90	-0.96	-1.25	-1.74
0.69	0.02		-	-	-	-1.87	-	-	-
0.44	0.04		-	-	-	-4.50	-	-	-
0.28	0.03		-	-	-	-10.3	-	-	-
0.16	0.04		-	-	-	-36.1	-	-	-
1	0	VPK	-0.37	-0.65	-	-0.9, -1.1	-	-	-
1	0.1		-0.36	-0.53	-	-0.88	-	-	-
1	0.2		-0.36	-0.49	-	-0.71	-	-1.26	-1.38
0.34	0		-5.6	-6.6	-	-7.3	-	-	-
0.34	0.06		-5.4	-6.3	-	-7.1	-	-	-
1	0	BM	-0.37	-0.52	-0.89	-1.11	-1.46	-1.77	-2.23
0.5	0		-2.63	-3.10	-3.93	-4.07	-6.8	-	-5.7
0.25	0		-10.7	-14.5	-14.4	-12.9	-17.1	-18.7	-14.9
0.14	0		-35.6	-40.8	-45.4	-48.8	-48.1	-42.5	-41.9
2. Différence de charge dérivation-branche ${}_1h_{\alpha\beta}$									
φ	p	A	$\delta = 45^\circ$	60°	75°	90°	105°	120°	135°
1	0	GR	-0.82	-0.72	-0.62	-0.51*	-0.42	-0.39	-0.30
1	0.1		-0.85	-0.75	-0.63	-0.50	-0.44	-0.40	-0.28
1	0.2		-0.85	-0.74	-0.66	-0.51	-0.42	-0.39	-0.26
0.69	0		-	-1.46	-	-1.02	-	-0.70	-
0.69	0.2		-	-1.72	-	-1.03	-	-0.69	-
0.44	0		-	-3.68	-	-2.69	-	(-3.71)	-
0.44	0.2		-	-3.56	-	-2.69	-	(-3.08)	-
1	0.1	G	-0.89	-0.81	-0.72	-0.58	-0.47	-0.37	-0.34
0.69	0.02		-	-	-	-1.47	-	-	-
0.44	0.04		-	-	-	-3.71	-	-	-
0.28	0.03		-	-	-	-9.3	-	-	-
0.16	0.04		-	-	-	-35.2	-	-	-
1	0	VPK	-0.91	-0.83	-	-0.31, -0.56	-	-	-
1	0.1		-0.94	-0.82	-	-0.52	-	-	-
1	0.2		-0.97	-0.84	-	-0.54	-	-0.40	-0.24
0.34	0		-8.5	-8.3	-	-5.8	-	-	-
0.34	0.06		-8.3	-8.0	-	-5.7	-	-	-
1	0	BM	-0.95	-0.74	-0.72	-0.58	-0.53	-0.44	-0.38
0.5	0		-4.38	-4.18	-3.98	-3.27	-2.63	-4.04	-2.60
0.25	0		-14.8	-17.6	-15.1	-12.0	-14.3	-14.0	-9.1
0.14	0		-43.0	-45.5	-47.7	-47.6	-44.3	-34.9	-31.1

* voir fig. 16. d

() aberrant

En ce qui concerne la seconde différence de charge à considérer, l'examen peut porter soit sur ${}_1h_{\gamma\alpha}$ (c'est-à-dire entre les deux branches de la conduite de base), soit sur ${}_1h_{\beta\alpha}$ (entre l'amont et la branche morte) ; les résultats montrent que la charge dans la branche morte est surtout influencée par la charge de la branche amont et que c'est donc cette deuxième différence qui varie le moins (tout comme dans le cas $q_\beta = +1$). C'est donc celle-ci que nous examinerons, mais en changeant son signe par analogie avec le cas précédent $q_\beta = +1$.

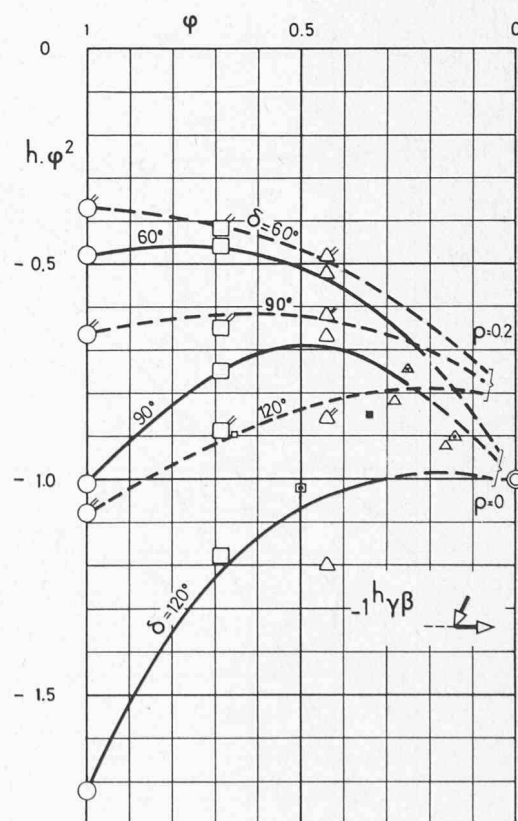
Cette différence ${}_1h_{\alpha\beta}$ entre branche morte et dérivation est

- fortement influencée par la section φ de la dérivation ;
- variable, pour $\varphi = 1$, avec l'angle δ , mais dans une beaucoup plus faible mesure que la perte de charge ${}_1h_{\gamma\beta}$;
- pratiquement indépendante de l'arrondi p .

Ces constatations sont apparentes sur la figure 33. On y voit que, comme pour $q_\beta = +1$, la différence de charge était un peu plus marquée lors des séries de mesures antérieures, notamment pour δ faible, où l'écart atteint l'ordre de 0,1 ; les mêmes remarques peuvent être faites à ce sujet et c'est pourquoi la courbe est tracée pour les nouvelles valeurs.

Si l'on cherche à dégager l'effet de φ on est conduit comme précédemment à rapporter la différence de charge à

$${}_1h_{\beta\alpha} = -(h_\beta - h_\alpha) = h_\alpha - h_\beta = h_{\alpha\beta}.$$



Autres séries que GR : seulement pour $\delta = 90^\circ$

Fig. 32. — Perte de charge ${}_1h_{\gamma\beta}$, en fonction de φ , pour écoulement provenant entièrement de la dérivation $q_\beta = -1$ ($q_\alpha = 0$).

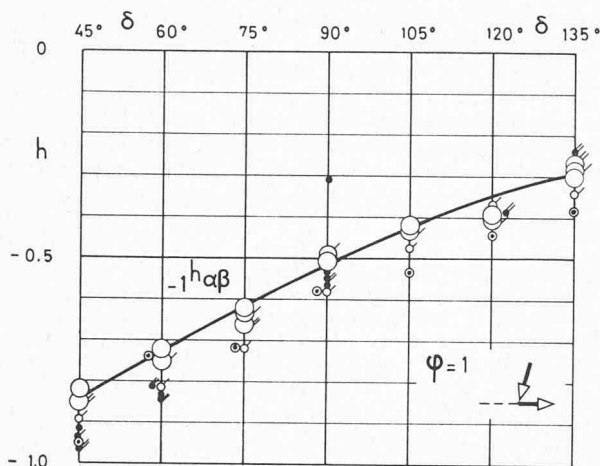


Fig. 33. — Différence de charge $-1 h_{\alpha\beta}$ pour écoulement provenant entièrement de la dérivation $q_\beta = -1$ ($q_\alpha = 0$).

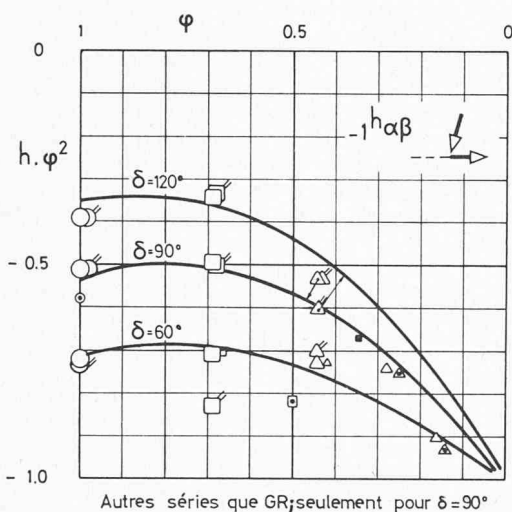


Fig. 34. — Différence de charge $-1 h_{\alpha\beta}$, en fonction de φ , pour écoulement provenant entièrement de la dérivation $q_\beta = -1$ ($q_\alpha = 0$).

l'énergie cinétique amont, soit $1/\varphi^2$. On peut admettre, en tout cas pour $p = 0$, que cette énergie est entièrement perdue lorsque la section de la dérivation devient très petite (c'est le cas classique de la conduite débouchant dans un réservoir); on doit ainsi constater que $h\varphi^2$ tend vers -1 lorsque φ tend vers zéro. Les valeurs expérimentales le confirment, quoique la dispersion soit parfois forte. Ces résultats sont reportés sur la figure 34 (les valeurs trouvées antérieurement à la présente étude n'ont été reportées que pour $\delta = 90^\circ$; on vérifie que la dispersion est forte, ce qui justifie à nouveau de n'avoir pris en considération que les nouvelles mesures¹).

L'influence de p est nulle si φ est voisin de 1; pour φ petit, elle ne peut être discernée à coup sûr.

5. Conclusions

Les résultats d'essai présentés par la présente publication fournissent les valeurs des différences de charge entre les

¹ Une valeur se montre cependant aberrante; pour $\varphi = 0,44$, $p = 0$, $\delta = 120^\circ$, h trouvé égal à $-3,71$ est certainement faux.

trois conduites d'un branchement constitué par une dérivation raccordée à une conduite rectiligne. Les conduites étant de section circulaire, l'angle du branchement varie entre 45° et 135° , la section de la dérivation étant égale à celle de la conduite ou limitée à ses 69 % ou 44 % ($\varnothing$ dans les rapports 6/6, 5/6 ou 4/6). Ayant, lors d'essais antérieurs, constaté l'influence notable de l'arrondi que l'on peut prévoir le long de l'arête de raccordement entre conduite et dérivation, nous avons fait exécuter cet arrondi sur nos modèles avec une précision particulière (rayon nul ou exactement égal à $1/10$ ou $2/10$ du diamètre de la conduite).

Par opposition aux essais antérieurs qui nous sont connus, nous relèverons que cette nouvelle série est la seule à couvrir la totalité des modes d'écoulement possibles (avec n'importe quel fractionnement du débit). En outre, le soin apporté à la construction du modèle, ses dimensions importantes et le contrôle précis du débit ont permis d'obtenir des mesures présentant une notablement moins forte dispersion que celle affectant les séries antérieures.

Fournir aux utilisateurs des résultats étendus et de bonne qualité est le but poursuivi par ce travail; les quelques tentatives d'expliquer les résultats observés n'ont été faites que pour mieux souligner certaines particularités intéressantes.

Nous tenons à remercier ici ceux qui ont permis l'exécution de ce travail, notamment le professeur D. Bonnard, directeur du Laboratoire d'hydraulique, et les personnes qui ont accepté de s'astreindre au fastidieux travail d'observation, de mesure et de calcul des plus de 6000 cas d'écoulement examinés, plus particulièrement M. T. Zimmermann, ingénieur EPFL.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] G. VOGEL : *Untersuchungen über den Verlust in rechtwinkligen Rohrverzweigungen*. Mitt. des hydr. Instituts der Technischen Hochschule München, N° 1, 1926, et N° 2, 1928.
- [2] F. PETERMANN : *Der Verlust in schiefwinkligen Rohrverzweigungen*. Mitt. des hydr. Instituts der Technischen Hochschule München, N° 3, 1929.
- [3] E. KINNE : *Beiträge zur Kenntnis der hydraulischen Verluste in Abzweigstücken*. Mitt. des hydr. Instituts der Technischen Hochschule München, N° 4, 1931.
- [4] H. FAVRE : *Sur les lois régissant le mouvement des fluides dans les conduites en charge avec adduction latérale*. Revue universelle des Mines, décembre 1937.
- [5] A. GARDEL : *Chambres d'équilibre*. Thèse présentée à l'EPUL, 1956.
- [6] A. GARDEL : *Les pertes de charge dans les écoulements au travers de branchements en T $\acute{e}$* . Ecole polytechnique de l'Université de Lausanne, publication n° 33, 1957.
- [7] FRED W. BLAISDELL et PHILIPP W. MANSON : *Loss of Energy at Sharp-Edged Pipe Junctions in Water Conveyance Systems*. Agriculture Research Service, US Department of Agriculture, Technical Bulletin No. 1283, 1963.
- [8] FRED W. BLAISDELL et PHILIPP W. MANSON : *Energy loss at Pipe Junctions*. Journal of the Irrigation and Drainage Division. Proceedings of the American Society of Civil Engineers, Sept. 1967.

Adresse des auteurs :

Chaire d'aménagements de production d'énergie de l'Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 17, avenue Dapples, 1006 Lausanne