

Zeitschrift: Bulletin technique de la Suisse romande
Band: 70 (1944)
Heft: 14

Artikel: Coups de bélier de petites et de grandes amplitudes dans un milieu fluide animé d'une vitesse d'écoulement de valeur faible ou élevée
Autor: Gaden, D. / Schnyder, O.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-53251>

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: 29.03.2025

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

BULLETIN TECHNIQUE

DE LA SUISSE ROMANDE

Paraissant tous les 15 jours

ABONNEMENTS :

Suisse : 1 an, 13,50 francs

Etranger : 16 francs

Pour sociétaires :

Suisse : 1 an, 11 francs

Etranger : 13,50 francs

Prix du numéro :

75 centimes.

Pour les abonnements
s'adresser à la librairie
F. Rouge & C^{ie}, à Lausanne.

Organe de la Société suisse des ingénieurs et des architectes, des Sociétés vaudoise et genevoise des ingénieurs et des architectes, de l'Association des anciens élèves de l'Ecole d'ingénieurs de l'Université de Lausanne et des Groupes romands des anciens élèves de l'Ecole polytechnique fédérale.

COMITÉ DE PATRONAGE. — Président : R. NEESER, ingénieur, à Genève ; Vice-président : † M. IMER, à Genève ; secrétaire : J. CALAME, ingénieur, à Genève. Membres : *Fribourg* : MM. L. HERTLING, architecte ; P. JOYE, professeur ; *Vaud* : MM. F. CHENAUX, ingénieur ; E. ELSKES, ingénieur ; EPITAUX, architecte ; E. JOST, architecte ; A. PARIS, ingénieur ; CH. THÉVENAZ, architecte ; *Genève* : MM. L. ARCHINARD, ingénieur ; E. MARTIN, architecte ; E. ODIER, architecte ; *Neuchâtel* : MM. J. BÉGUIN, architecte ; R. GUYE, ingénieur ; A. MÉAN, ingénieur ; *Valais* : M. J. DUBUIS, ingénieur ; A. DE KALBERMATTEN, architecte.

RÉDACTION : D. BONNARD, ingénieur, Case postale Chauderon 475, LAUSANNE.

Publicité :
TARIF DES ANNONCES

Le millimètre
(larg. 47 mm.) 20 cts.
Tarif spécial pour fractions
de pages.

En plus 20 % de majoration de guerre.

Rabais pour annonces
répétées.



ANNONCES-SUISSES s.a.
5, Rue Centrale,
LAUSANNE
& Succursales.

CONSEIL D'ADMINISTRATION DE LA SOCIÉTÉ ANONYME DU BULLETIN TECHNIQUE
A. STUCKY, ingénieur, président ; M. BRIDEL ; G. EPITAUX, architecte.

SOMMAIRE : *Coups de bélier de petites et de grandes amplitudes dans un milieu fluide animé d'une vitesse d'écoulement de valeur faible ou élevée*, par D. GADEN et O. SCHNYDER, ingénieurs. — CARNET DES CONCOURS : *Concours de la captivité* ; *Monument à la mémoire du peintre F. Hodler, à Genève*. — SERVICE DE PLACEMENT. — DOCUMENTATION.

Coups de bélier de petites et de grandes amplitudes dans un milieu fluide animé d'une vitesse d'écoulement de valeur faible ou élevée,

par D. GADEN et O. SCHNYDER, ingénieurs.

1. Introduction.

L'étude du phénomène du coup de bélier, tel qu'il se produit dans un milieu fluide animé d'une vitesse d'écoulement de valeur plus ou moins grande, par rapport à la célérité de propagation des ondes, a déjà fait l'objet, de la part de l'un et l'autre d'entre nous, de publications relativement récentes.

La première : « Des hypothèses admises pour l'établissement des équations du coup de bélier dans une conduite à caractéristique unique » a paru dans la *Revue générale de l'Hydraulique*, comme suite à une communication présentée par D. Gaden le 12 mai 1939 au Comité technique de la Société hydrotechnique de France. Ce mémoire était accompagné de l'exposé des remarques qu'avait apportées à cette occasion G. Darrieus.

La seconde, de O. Schnyder, constitue une partie de l'article « Druckstösse in Rohrleitungen » paru dans les *Von Roll Mitteilungen* de février-juin 1943. Le sujet en question y fut particulièrement traité au chapitre III, sous le titre « Druckstösse in Leitungen, dir mit grossen Geschwindigkeiten durchflossen werden » et nous rappelons encore que O. Schnyder l'avait déjà abordé

en 1938, à l'occasion de la discussion d'une note de R. W. Angus « Waterhammer in pipes », publiée dans le Bulletin n° 152, de l'Université de Toronto.

Les résultats de ces études ont laissé apparaître quelques différences, voire même certaines divergences, que nous nous sommes appliqués à aplanir au cours de nouvelles recherches. Aussi avons-nous pensé qu'il était indiqué de reprendre en commun la présentation du problème et de montrer quelles en étaient, selon les cas, les solutions auxquelles nous étions ensemble parvenus.

Le présent mémoire comportera également quelques considérations sur le parallèle que l'on peut établir entre le coup de bélier et le mouvement, en régime troublé, dans un milieu gazeux, comparaisons au sujet desquelles O. Schnyder s'est déjà exprimé dans sa publication précitée.

2. Généralités. Equations fondamentales.

Nous considérerons une conduite de section F (de diamètre D si elle est circulaire) dont la paroi d'épaisseur s est constituée par un matériau dont le coefficient d'élasticité est E . Cette conduite s'étend sur une longueur L , entre son extrémité amont A (réservoir par exemple) et son extrémité aval E , munie d'un appareil de réglage du débit (voir fig. 1). Elle est le siège d'un écoulement, de régime troublé, d'un fluide de masse spécifique ρ et de coefficient d'élasticité $\epsilon = \rho \frac{dp}{d\rho}$. En tel point déterminé d'abscisse x , règne dès lors une vitesse c

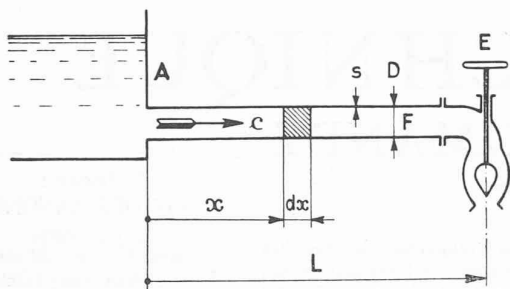


Fig. 1. — Schéma de la conduite.

et une pression p , si bien que le débit massique y atteint la valeur $m = \rho c F$.

En vue de la mesure de l'abscisse x , nous choisirons comme origine l'extrémité amont A et comme sens positif celui amont aval. Dans ces conditions le système classique et fondamental des équations aux dérivées partielles (par rapport au temps et à la distance), qui régissent le phénomène, s'écrit, en faisant abstraction des frottements et supposant qu'aucune discontinuité n'apparaît dans la variation de la pression, de la vitesse et de la masse spécifique :

$$\rho \frac{\partial c}{\partial t} + \rho c \frac{\partial c}{\partial x} = - \frac{\partial p}{\partial x} \quad \text{déduite du théorème des quantités de mouvement, (1)}$$

$$\frac{1}{F} \frac{\partial}{\partial x} (\rho c F) = - \frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{\rho}{F} \frac{\partial F}{\partial t} \quad \text{provenant de l'équation de continuité, (2)}$$

équations dans lesquelles ρ et F sont, en toute exactitude, à considérer comme des fonctions de p , soit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{d\rho}{dp} \frac{\partial p}{\partial t} \quad \frac{\partial F}{\partial t} = \frac{dF}{dp} \frac{\partial p}{\partial t}$$

L'équation (2) peut donc se mettre sous la forme :

$$\begin{aligned} \frac{1}{F} \frac{\partial}{\partial x} (\rho c F) &= - \left(\frac{d\rho}{dp} + \frac{\rho}{F} \frac{dF}{dp} \right) \frac{\partial p}{\partial t} \\ &= - \frac{1}{F} \frac{d}{dp} (\rho F) \frac{\partial p}{\partial t} = - \frac{1}{a^2} \frac{\partial p}{\partial t} \end{aligned}$$

où a est, comme l'on sait, la célérité de propagation des ondes de coup de bélier, dont l'expression est la suivante :

$$\frac{1}{a^2} = \frac{1}{F} \frac{d}{dp} (\rho F)$$

ou, en désignant par a_* la célérité des ondes à travers le fluide supposé enfermé dans une conduite infiniment rigide $\left(\frac{dF}{dp}\right) = 0$:

$$\frac{1}{a_*^2} = \frac{d\rho}{dp} = \frac{\rho}{\epsilon} \quad \frac{1}{a^2} = \frac{1}{a_*^2} + \frac{\rho}{F} \frac{dF}{dp} = \frac{1}{a_*^2} + \frac{\rho D}{Es}$$

$$a_* = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\rho}}$$

$$a = \sqrt{F \frac{dp}{d(\rho F)}} = \sqrt{\frac{1}{\rho \left(\frac{1}{\epsilon} + \frac{D}{Es} \right)}} = \sqrt{\frac{1}{\frac{d\rho}{dp} \left(1 + \frac{\epsilon D}{Es} \right)}}$$

3. Introduction de quelques approximations admissibles dans le cas de fluides peu compressibles et de coups de bélier de petites amplitudes.

En vue d'un premier développement des équations fondamentales, nous supposons d'abord que la propagation des ondes s'effectue avec une célérité constante et nous examinerons à cette occasion quelles sont les conséquences que cette hypothèse implique.

Pour que la célérité a_* de propagation des ondes, propre au fluide (supposé enfermé dans une conduite infiniment rigide ou occupant un milieu illimité), puisse être considérée de valeur constante, il suffit que le rapport $\frac{\rho}{\epsilon}$ soit lui-même constant quelle que soit la pression et nous reviendrons plus loin sur la possibilité de réalisation de cette condition.

Mais il faut plus encore pour que la célérité a de propagation des ondes, à travers le fluide enfermé dans une conduite élastique, puisse être considérée de valeur constante. Il est non seulement nécessaire que le rapport

$$\frac{d\rho}{dp} = \frac{\rho}{\epsilon}$$

soit lui-même constant, mais également ϵ , au même titre que E , D et s . Ceci revient à dire que sans négliger les dérivées de la masse spécifique ρ et de la section F (ou du diamètre D) par rapport à la pression p , on peut admettre que les variations de cette pression p n'influent :

ni sur la valeur de la masse spécifique ρ , qui ne s'écarte de sa valeur ρ_0 , correspondant au régime permanent initial, que d'une quantité négligeable par rapport à ρ_0 :

$$\rho \cong \rho_0$$

ni sur la valeur de la section F qui ne s'écarte de sa valeur F_0 , correspondant au régime permanent initial, que d'une quantité négligeable par rapport à F_0 :

$$F \cong F_0$$

Ces approximations peuvent être admises dans le cas d'un fluide peu compressible, comme l'eau, et pour autant que les variations de pression restent relativement faibles.

Le système des équations fondamentales s'écrit alors :

$$\frac{\partial c}{\partial t} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial c^2}{\partial x} \frac{1}{2} \quad (1')$$

$$\frac{1}{F_0} \frac{\partial m}{\partial x} = - \frac{1}{a^2} \frac{\partial p}{\partial t} \quad (2')$$

où la célérité a est une constante, comme par ailleurs la masse spécifique ρ_0 et la section F_0 .

4. Développement subséquent des équations en m (débit massique) et p (pression), puis de celles en c (vitesse d'écoulement) et p (pression).

Le passage de la fonction m (débit massique) à la fonction c (vitesse d'écoulement) s'opère en développant la différentielle :

$$dm = d(\rho c F) = F \rho dc + c F d\rho + \rho c dF$$

$$= F \rho dc + F c \left(\frac{d\rho}{dP} + \frac{\rho}{F} \frac{dF}{dP} \right) dP$$

d'où, avec $\rho = \rho_0$ et $F = F_0$

$$\frac{1}{\rho_0 F_0} dm = dc + \frac{c}{\rho_0 a^2} dP \tag{3}$$

On peut par ailleurs mesurer la pression en hauteur de fluide, de masse spécifique ρ_0 , et désigner par H la pression totale :

$$H = \frac{P}{\rho_0 g} + \frac{c^2}{2g} \quad dH = \frac{1}{g} \left(\frac{dP}{\rho_0} + d \frac{c^2}{2} \right) \tag{4}$$

soit la somme de la hauteur correspondant à la pression et de la hauteur correspondant à la vitesse d'écoulement.

Equations en m (débit massique) et H (pression totale).

A l'aide des relations (3) et (4), le premier membre de l'équation (1') peut être mis sous la forme :

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \frac{1}{\rho_0 F_0} \frac{\partial m}{\partial t} - \frac{c}{\rho_0 a^2} \frac{\partial P}{\partial t} = \frac{1}{\rho_0 F_0} \frac{\partial m}{\partial t} + \frac{c}{\rho_0 F_0} \frac{\partial H}{\partial x}$$

et le second :

$$- \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \frac{c^2}{2} = -g \frac{\partial H}{\partial x}$$

d'où :

$$\frac{1}{\rho_0 F_0} \frac{\partial m}{\partial t} + \frac{c}{\rho_0 F_0} \frac{\partial m}{\partial x} = -g \frac{\partial H}{\partial x} \tag{5'}$$

Quant à l'équation (2') elle peut aussi s'écrire :

$$\frac{1}{\rho_0 F_0} \frac{\partial m}{\partial x} = - \frac{g}{a^2} \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{1}{a^2} c \frac{\partial c}{\partial t} = - \frac{g}{a^2} \frac{\partial H}{\partial t} - \frac{g}{a^2} c \frac{\partial H}{\partial x} \tag{6}$$

En se servant de l'équation (6) pour éliminer de l'équation (5') le terme en $\frac{\partial m}{\partial x}$, on aboutit finalement au système ci-dessous :

$$\frac{1}{\rho_0 F_0} \frac{\partial m}{\partial t} = -g \left(1 - \frac{c^2}{a^2} \right) \frac{\partial H}{\partial x} + g \frac{c}{a^2} \frac{\partial H}{\partial t} \tag{5}$$

$$\frac{1}{\rho_0 F_0} \frac{\partial m}{\partial x} = - \frac{g}{a^2} \frac{\partial H}{\partial t} - \frac{g}{a^2} c \frac{\partial H}{\partial x} \tag{6}$$

dont les solutions satisfont, comme il est aisé de le vérifier, à la règle n° 1 suivante :

Pour un observateur descendant ou remontant l'écoulement avec une vitesse, par rapport au fluide, égale à la célérité a :

$$x = \pm (a \pm c) t \quad dx = \pm (a \pm c) dt,$$

il existe entre les fonctions H (pression totale) et m (débit massique) la relation :

$$dH = \mp \frac{a}{\rho_0 g F_0} dm \tag{7}$$

ou, par intégration jusqu'à une différence finie, a étant par hypothèse considéré comme constant et l'observateur quittant le point d'abscisse x_1 au temps t_1 , pour arriver au point d'abscisse x au temps t :

$$(x - x_1) = \pm (a \pm c) (t - t_1)$$

$$H_{xt} - H_{x_1 t_1} = \mp \frac{a}{\rho_0 g F_0} (m_{xt} - m_{x_1 t_1}). \tag{8}$$

En d'autres termes, lorsqu'au moyen de la méthode graphique, on opère le calcul du coup de bélier dans une épure dont les coordonnées sont H et m , la caractéristique de la conduite est une droite ; mais les temps de parcours ne sont pas égaux, sur une même distance (mesurée le long de la conduite) selon que l'observateur descend ou remonte l'écoulement.

Equations en c (vitesse d'écoulement) et h (pression manométrique).

Par des transformations algébriques analogues à celles exposées ci-dessus, on peut éliminer non plus c , mais m des équations (1') et (2'). En introduisant en outre pour la mesure de la pression p , par une hauteur de fluide de masse spécifique ρ_0 , non plus H correspondant à la pression totale, mais :

$$h = \frac{P}{\rho_0 g} = H - \frac{c^2}{2g} \quad dh = \frac{1}{g} \frac{dP}{\rho_0} = dH - \frac{1}{g} c dc$$

correspondant à la pression manométrique, on aboutit au système ci-dessous :

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -g \left(1 - \frac{c^2}{a^2} \right) \frac{\partial h}{\partial x} + g \frac{c}{a^2} \frac{\partial h}{\partial t} \tag{9}$$

$$\frac{\partial c}{\partial x} = - \frac{g}{a^2} \frac{\partial h}{\partial t} - \frac{g}{a^2} c \frac{\partial h}{\partial x} \tag{10}$$

Il est facile de vérifier que ses solutions satisfont à la règle n° 2 suivante :

Pour un observateur descendant ou remontant l'écoulement avec une vitesse, par rapport au fluide, égale à la célérité a :

$$x = \pm (a \pm c) t \quad dx = \pm (a \pm c) dt$$

il existe entre les fonctions h (pression manométrique) et c (vitesse d'écoulement) la relation :

$$dh \mp = \frac{a}{g} dc \tag{11}$$

ou par intégration jusqu'à une différence finie, a étant par hypothèse considéré comme constant et l'observateur quittant le point d'abscisse x_1 au temps t_1 , pour arriver au point d'abscisse x au temps t :

$$(x - x_1) = \pm (a \pm c) (t - t_1)$$

$$h_{xt} - h_{x_1 t_1} = \mp \frac{a}{g} (c_{xt} - c_{x_1 t_1}). \tag{12}$$

En d'autres termes, lorsqu'au moyen de la méthode graphique, on opère le calcul du coup de bélier dans une épure dont les coordonnées sont h et c , la caractéristique de la conduite est une droite ; mais les temps de parcours ne sont pas égaux, sur une même distance (mesurée le long de la conduite), selon que l'observateur descend ou remonte l'écoulement.

Conclusions.

Que l'on considère le phénomène du coup de bélier sous le jour des fonctions H (pression totale) et m (débit massique) ou sous celui des fonctions h (pression manométrique) et c (vitesse d'écoulement), on est conduit dans les deux cas à des lois analogues qui peuvent être énoncées sous une forme unique, en disant que le *phénomène du coup de bélier est porté par l'écoulement* et chemine, par conséquent, en le descendant avec la vitesse absolue :

$$a_1 = a + c$$

et en le remontant avec la vitesse absolue :

$$a_2 = a - c.$$

Ce résultat que D. Gaden a mis en relief dans sa communication précitée à la Société Hydrotechnique de France, n'est pas limité, contrairement à ce qui y fut indiqué, au cas où le carré $\frac{c^2}{a^2}$ du rapport de la vitesse d'écoulement à la célérité serait négligeable devant l'unité. Il est tout à fait général, la valeur de c fut-elle même supérieure à celle de a , pour autant cependant que les variations de pression restent relativement faibles (variation lente de la vitesse d'écoulement), ceci pour les raisons exposées au paragraphe 3. Il s'explique physiquement par la remarque suivante.

Si l'on rapporte l'étude du phénomène, non plus à un système de coordonnées fixes lié à la conduite, mais à un système animé de la vitesse initiale c , la variation de vitesse ($c_{xt} - c_{x,t_1}$) s'effectue, par rapport au dit système, à partir d'une vitesse d'écoulement nulle et la loi habituelle :

$$H_{xt} - H_{x,t_1} = \mp \frac{a}{g} (c_{xt} - c_{x,t_1})$$

à laquelle conduit la méthode classique basée sur la considération de faibles vitesses d'écoulement, doit rester valable. Ceci reste vrai, même si la variation de vitesse est importante, pourvu qu'elle s'effectue lentement par rapport au temps de parcours de l'onde sur la longueur de la conduite. On peut, en effet, trouver alors, pour chaque phase du phénomène, un système de coordonnées par rapport auquel la valeur de la vitesse demeure réduite et change peu, ce qui correspond à l'hypothèse de variations de pression relativement faibles.

La seule particularité, qu'il ne faut point oublier, correspond au fait que l'observateur, lié au système de coordonnées précédemment défini, ne perçoit pas de vitesse d'écoulement initiale importante et qu'il n'existe donc pour lui qu'une pression manométrique h , faisant abstraction de la pression correspondant à la vitesse. Il y a dès lors lieu d'écrire, comme indiqué plus haut :

$$h_{xt} - h_{x,t_1} = \mp \frac{a}{g} (c_{xt} - c_{x,t_1}). \quad (12)$$

L'utilisation de la première règle, ci-dessus établie, avec les variables H (pression totale) et m (débit massique)

est spécialement à conseiller pour traiter des problèmes concernant des conduites convergentes ou divergentes.

L'application de la deuxième règle permet le plus aisément d'effectuer, par la méthode graphique, à l'aide d'un diagramme en h (pression manométrique) et c (vitesse d'écoulement) le calcul du coup de bélier dans une conduite cylindrique, telle que celle d'un ouvrage de vidange où la vitesse d'écoulement peut atteindre une valeur élevée correspondant au débit de gueule bée, mais dont l'organe de réglage ne doit être manœuvré que lentement, eu égard à la valeur limitée des surpressions admissibles.

5. Cas particulier où, en plus des hypothèses concernant la considération d'un fluide peu compressible et d'un coup de bélier de petite amplitude, on suppose que la vitesse d'écoulement est faible.

La relation existant entre h (pression manométrique) et c (vitesse d'écoulement), à laquelle nous venons d'être conduits :

$$dh = \mp \frac{a}{g} dc \quad (11) \quad h_{xt} - h_{x,t_1} = \mp \frac{a}{g} (c_{xt} - c_{x,t_1}) \quad (12)$$

peut aussi s'écrire, en introduisant la pression totale H , sous la forme :

$$\begin{aligned} dH &= \mp \frac{a}{g} dc \pm d \frac{c^2}{2g} \\ &= \mp \frac{a}{g} \left(1 \mp \frac{c}{a} \right) dc \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} H_{xt} - H_{x,t_1} &= \mp \frac{a}{g} (c_{xt} - c_{x,t_1}) + \left(\frac{c_{xt}^2}{2g} \mp \frac{c_{x,t_1}^2}{2g} \right) \\ &= \mp \left[c_{xt} \left(1 \mp \frac{1}{2} \frac{c_{xt}}{a} \right) - c_{x,t_1} \left(1 \mp \frac{1}{2} \frac{c_{x,t_1}}{a} \right) \right] \end{aligned} \quad (14)$$

dont l'examen permet de mettre en lumière les remarques suivantes.

D'une manière générale, la relation existant entre H (pression totale) et c (vitesse d'écoulement) correspond à une loi parabolique (du deuxième degré), contrairement à ce qui est le cas de la relation entre h (pression manométrique) et c (vitesse d'écoulement), laquelle est linéaire.

Pour que, dans un diagramme en H (pression totale) et c (vitesse d'écoulement), on puisse appliquer la méthode graphique du coup de bélier, en admettant, comme caractéristiques de la conduite, des droites et non des arcs de parabole, il faut et il suffit :

que la variation de la hauteur $\frac{c^2}{2g}$ correspondant à la vitesse soit négligeable devant la variation de pression δh ou δH , due au coup de bélier, ou ce qui revient au même :

que la vitesse d'écoulement c soit négligeable devant la célérité a de propagation des ondes de coup de bélier.

Les écarts de pression ($H_x - H_{x,t_1}$) et ($h_{xt} - h_{x,t_1}$) sont alors les mêmes, comme deviennent égales, dans

l'un et l'autre sens de propagation, les vitesses absolues des ondes :

$$a_1 = a_2 = a.$$

6. Modes de changement d'état du fluide.

Influence sur la célérité de la propagation des ondes de grande amplitude.

Nous ferons d'abord abstraction de l'effet de l'élasticité des parois de la conduite et ne considérerons que la célérité a_* , propre au fluide, dont l'expression a déjà été donnée plus haut, sous les deux formes suivantes :

$$a_* = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\rho}}$$

qui se déduisent l'une de l'autre en utilisant la relation définissant le coefficient d'élasticité du fluide :

$$\frac{dp}{\epsilon} = \frac{d\rho}{\rho}.$$

On peut encore mettre l'expression de la célérité a_* sous une troisième forme, en substituant à la masse spécifique ρ , le volume spécifique $\sigma = \frac{1}{\rho}$ et en écrivant :

$$\frac{dp}{\epsilon} = -\frac{d\sigma}{\sigma} \quad a_* = \sigma \sqrt{-\frac{dp}{d\sigma}} = \sqrt{\epsilon\sigma}.$$

Compression à la manière d'un ressort à boudin.

Ce mode de changement d'état est défini par la relation :

$$\frac{p_2 - p_1}{\sigma_2 - \sigma_1} = -k \quad \frac{dp}{d\sigma} = -k$$

correspondant à une loi linéaire entre la pression et le volume spécifique.

On en déduit :

$$\epsilon = k\sigma \quad \frac{d\epsilon}{d\sigma} = -1 \quad a_* = \sqrt{k\sigma} = \frac{\sqrt{k}}{\rho}$$

de sorte que la célérité a_* n'est plus une constante, mais une fonction de la pression.

Cette loi de compressibilité n'est en réalité satisfaite pour aucune substance connue et nous ne la conserverons qu'à titre de comparaison.

Compression adiabatique et isentropique.

Ce mode de compression est bien celui selon lequel le changement d'état du fluide sera réalisé par le coup de bélier, du moins tant qu'il n'apparaîtra pas de discontinuité. Il est défini par la relation :

$$p\sigma^\chi = cte \quad \frac{dp}{d\sigma} = -\chi \frac{p}{\sigma}.$$

On en déduit :

$$\epsilon = \chi p \quad \frac{d\epsilon}{dp} = \chi \quad a_* = \sqrt{\chi p \sigma} = \sqrt{\chi} \frac{p}{\rho}$$

de sorte que la célérité a_* n'est de nouveau plus une constante, mais dépend de la pression p , comme c'est également le cas de ρ .

7. Corrections à apporter aux résultats précédents pour tenir compte d'une célérité variable en fonction de la pression.

Eu égard au fait que la masse spécifique ρ n'est plus de valeur constante et varie, comme la célérité a_* ou a , en fonction de la pression, la relation :

$$dh = \mp \frac{a}{g} dc \tag{11}$$

établie en supposant $\rho = \rho_0$ et $a = cte$ doit maintenant s'écrire :

$$dp = \mp \rho a dc \tag{15}$$

Elle ne peut plus être intégrée, jusqu'à des différences finies, en considérant les valeurs de ρ et de a comme constantes. Un observateur passant au point d'abscisse x_2 au temps t_2 , après avoir passé au point d'abscisse x_1 au temps t_1 , selon la loi de mouvement :

$$(x_2 - x_1) = \pm \int_{t_1}^{t_2} (a \pm c) dt$$

constate, en ces points, des pressions et des vitesses dont les valeurs répondent à l'équation :

$$p_2 - p_1 = \mp \int_{c_1}^{c_2} \rho a dc \tag{16}$$

Les relations (15) et (16), déjà connues pour le cas d'un gaz contenu dans une conduite cylindrique rigide

avec $a = a_* = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}}$, sont donc également valables pour

le cas d'un liquide peu compressible, comme de l'eau, contenu dans une conduite cylindrique élastique avec

$$a = \sqrt{F \frac{dp}{d(\rho F)}}.$$

Elles peuvent aussi s'écrire sous la forme :

$$\frac{dp}{\rho a} = \mp dc \tag{15'} \quad \int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{\rho a} = \mp (c_2 - c_1) \tag{16'}$$

dans laquelle, comme G. Darrieus l'a fait remarquer, la fonction :

$$w = \int \frac{dp}{\rho a}$$

représentant une grandeur homogène à une vitesse, est précisément celle que Riemann a été amené à définir en 1858. Il a montré que la décomposition d'une perturbation quelconque en deux ondes se propageant en sens inverse, démontrée dans le cas des petits mouvements, subsistait pour des mouvements de grande amplitude en ce sens :

que pour l'onde progressive ($dw = -dc$), la grandeur ($w + c$) se propageait avec la vitesse $(a + c)$ et

que pour l'onde régressive ($dw = dc$), la grandeur ($w - c$) se propageait avec la vitesse $-(a - c)$.

Le calcul des coups de bélier de grande amplitude est bien plus difficile à conduire que ce n'est le cas de ceux de petite amplitude, ceci parce que les temps de parcours de la perturbation ne sont plus seulement déterminés par la distance, mais par l'état du fluide dont la valeur de la célérité a dépend.

8. Façon approchée de tenir compte d'une valeur variable de la célérité et de la masse spécifique.

Ce mode de faire, proposé par G. Darrieus, consiste à choisir pour expression de ces grandeurs le développement en série de Taylor, limité au premier terme, ce qui revient à substituer aux courbes, traduisant la variation des dites grandeurs en fonction de la pression, les tangentes à ces courbes au point correspondant au régime initial.

*Célérité a_** : Tout d'abord en ce qui concerne la célérité a_* propre au fluide, il y a lieu d'écrire :

$$\begin{aligned} a_*^2 &= a_{0*}^2 + \left(\frac{d\left(\frac{\epsilon}{\rho}\right)}{dp} \right)_0 \delta p \\ &= a_{0*}^2 + \left(\frac{1}{\rho} \frac{d\epsilon}{dp} - \frac{\epsilon}{\rho^2} \frac{d\rho}{dp} \right) \delta p \\ &= a_{0*}^2 \left[1 + \frac{1}{\rho a_{0*}^2} \left(\frac{d\epsilon}{dp} - 1 \right) \delta p \right] \end{aligned}$$

d'où :

$$a_* = a_{0*} \left[1 + \frac{1}{2\rho a_{0*}^2} \left(\frac{d\epsilon}{dp} - 1 \right) \delta p \right]$$

ou en remplaçant, dans le deuxième terme infiniment petit du premier ordre, δp par sa valeur de première approximation $\rho a_{0*} \delta c$

$$a_* = a_{0*} + \frac{1}{2} \left(\frac{d\epsilon}{dp} - 1 \right) \delta c. \quad (17)$$

Par un calcul analogue on trouve pour la célérité a , tenant compte de l'élasticité de la conduite¹ :

$$a = a_0 + \frac{1}{2} \frac{\rho_0 a_0^2}{\epsilon} \left(\frac{\rho_0 a_0^2}{\epsilon} \frac{d\epsilon}{dp} - 1 \right) \delta c \quad (18)$$

Masse spécifique ρ . Au même ordre d'approximation :

$$\rho = \rho_0 + \left(\frac{d\rho}{dp} \right)_0 \delta p = \rho_0 \left(1 + \frac{\delta p}{\rho_0 a_{0*}^2} \right). \quad (19)$$

Accroissement de pression δp = $\int_0^{\delta c} \rho a dc$. Tout d'abord en faisant abstraction de l'élasticité de la conduite :

$$\begin{aligned} \rho a_* &= \rho_0 a_{0*} \left[1 + \frac{\delta p}{\rho_0 a_{0*}^2} \right] \left[1 + \frac{\delta p}{2\rho_0 a_{0*}^2} \left(\frac{d\epsilon}{dp} - 1 \right) \right] \\ &\cong \rho_0 a_{0*} + \frac{1}{2} \left(\frac{d\epsilon}{dp} + 1 \right) \rho_0 \delta c \end{aligned}$$

d'où :

$$\delta p = \rho_0 a_{0*} \delta c + \frac{\rho_0}{4} \left(\frac{d\epsilon}{dp} + 1 \right) \delta c^2. \quad (20)$$

¹ En négligeant la variation d'élasticité de la conduite vis-à-vis de la variation de l'élasticité du fluide.

Puis en faisant entrer en compte l'élasticité de la conduite, on obtient par un calcul analogue :

$$\delta p = \rho_0 a_0 \delta c + \frac{\rho_0^2 a_0^2}{4\epsilon} \left(\frac{\rho_0 a_0^2}{\epsilon} \frac{d\epsilon}{dp} + 1 \right) \delta c^2 \quad (21)$$

9. *Conséquences d'une variation de la célérité et de la masse spécifique, en fonction de la pression, sur la propagation d'une onde directe de surpression de grande amplitude.*

A ce point de vue, nous distinguerons les deux cas correspondant aux modes de compression envisagés au paragraphe 6.

Compression à la manière d'un ressort à boudin.

Ce mode de compression est caractérisé par $\frac{d\epsilon}{dp} = -1$ et dès lors, si l'on fait abstraction de l'élasticité de la conduite, on constate :

a) que la vitesse $(a_* + c_0 + \delta c)$ avec laquelle l'onde se propage (selon (17)) :

$$(a_* + c_0) + \delta c = (a_{0*} + c_0) + \frac{1}{2} \left(\frac{d\epsilon}{dp} + 1 \right) \delta c = (a_{0*} + c_0)$$

reste constante et égale à $(a_{0*} + c_0)$,

b) que son amplitude (selon (20)) :

$$\delta p = \rho_0 a_{0*} \delta c + \frac{\rho_0}{4} \left(\frac{d\epsilon}{dp} + 1 \right) \delta c^2 = \rho_0 a_{0*} \delta c$$

reste également constante et que l'onde ne se déforme donc pas, puisque $\rho a_* = \rho_0 a_{0*}$.

Il s'agit là, comme nous l'avons fait remarquer, d'un cas imaginaire, que nous avons pris en considération seulement à titre de comparaison.

Compression adiabatique et isentropique.

Ce mode de compression est caractérisé par $\frac{d\epsilon}{dp} = \chi$ avec $\chi > 1$, et l'on constate dès lors :

c) que la vitesse :

$$(a_* + c_0) + \delta c = (a_{0*} + c_0) + \frac{1}{2} \left(\frac{d\epsilon}{dp} + 1 \right) \delta c \quad \text{selon (17)}$$

ou :

$$(a + c_0) + \delta c = (a_0 + c_0) + \frac{1}{2} \frac{\rho_0 a_0^2}{\epsilon} \left(\frac{\rho_0 a_0^2}{\epsilon} \frac{d\epsilon}{dp} + 1 \right) \delta c \quad \text{selon (18)}$$

avec laquelle l'onde se propage, augmente en même temps que l'accroissement δc de la vitesse d'écoulement et d'une quantité plus grande que δc ,

d) que la relation existant, entre l'accroissement de pression δp et l'accroissement de vitesse d'écoulement δc , n'est plus linéaire, mais parabolique, du fait de l'interventions dans les équations (20) et (21) d'un terme en δc^2 .

Nous croyons devoir rappeler ici que cette deuxième conséquence n'est pas opérante dans le domaine de l'hydraulique appliquée. Il peut tout au plus arriver que l'on ne doive pas se contenter de la première approximation, suivant laquelle :

$$\delta H = \frac{a}{g} \delta c$$

et que, $\delta(c^2)$ n'étant pas négligeable devant δp , il faille adopter la deuxième approximation, déjà plus serrée :

$$\delta h = \frac{a}{g} \delta c \quad \delta H = \frac{a}{g} \delta c - \delta \left(\frac{c^2}{2g} \right) \quad (13)$$

Mais le terme en $\frac{1}{\delta c^2}$ des équations (20) et (21) est d'un ordre plus petit encore que celui du terme en $\delta(c^2)$; il est très généralement négligeable et on peut dès lors faire abstraction de cette troisième approximation qui reste toutefois à considérer en vue d'autres applications.

Dans le cas de l'eau où $\chi \cong 20$ (entre 0 et 100 atm.) et si l'on fait abstraction de l'élasticité de la conduite, les équations (17) et (20) font aboutir aux résultats suivants présentés par G. Darrieus :

Vitesse de propagation: $a_{1*} = (a_{0*} + c_0) + 10,5 \delta c$

Amplitude de l'onde: $\delta p = \rho_0 a_{0*} \delta c + 5,25 \rho_0 \delta c^2$.

Puis, avec les équations (18) et (21), en tenant compte d'une élasticité de la conduite correspondant à: $a_0 = 1000$ m/sec.

Vitesse de propagation: $a_1 = (a_0 + c_0) + 3,1 \delta c$

Amplitude de l'onde: $\delta p = \rho_0 a_0 \delta c + 1,29 \rho_0 \delta c^2$

10. Effet de raidissement du front d'une onde de surpression de grande amplitude. Onde de choc.

La constatation exposée au paragraphe 9 précédent, sous c), fait immédiatement comprendre (voir fig. 2)

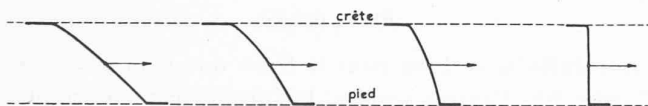


Fig. 2. — Propagation d'une onde de grande amplitude. Effet de raidissement du front.

que, puisque la vitesse de propagation du pied de l'onde est inférieure à celle de la crête, où règne une vitesse d'écoulement et une pression plus élevée, le front incliné d'une onde continue de surpression, de grande amplitude, se redresse progressivement, au cours de sa propagation, jusqu'à aboutir à une onde à front tout à fait raide. Il s'agit alors d'une onde de choc, correspondant à une discontinuité dans la condensation du fluide, qui passe brusquement de la pression p_1 à la pression p_2 et de la masse spécifique ρ_1 à celle ρ_2 . Les équations fondamentales ne sont plus applicables à ce phénomène discontinu.

Plus encore, le mode de compression n'est plus isentropique; le caractère irréversible de l'onde de choc se traduit, comme l'a montré Hugoniot, par une dégradation d'énergie et une augmentation d'entropie, de sorte que le changement d'état du fluide s'effectue suivant une loi particulière dite « adiabatique-dynamique » correspondant, pour un gaz parfait, à l'équation :

$$\frac{1}{K-1} \left(\frac{p_2}{\rho_2} - \frac{p_1}{\rho_1} \right) = \frac{p_1 + p_2}{2} \left(\frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_1 \rho_2} \right).$$

Selon cette loi (voir fig. 3) pour la même condensation de $\sigma_1 = \frac{1}{\rho_1}$ à $\sigma_2 = \frac{1}{\rho_2}$, à partir de la même pression initiale p_1 , la pression finale p_2 est plus élevée dans le cas de l'onde de choc, que dans celui d'une onde continue (compression isentropique). Toutefois, dans le cas de l'eau, dont la chaleur spécifique est élevée, ce qui rend le changement de température négligeable, la différence n'est guère importante.

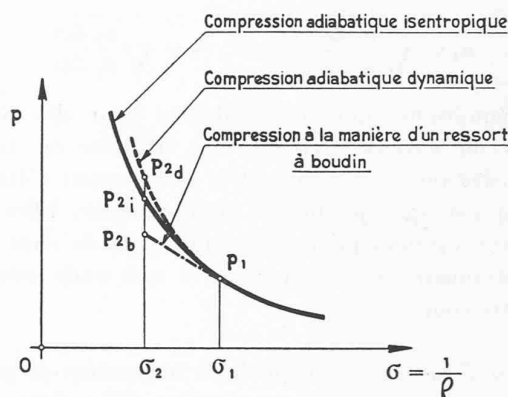


Fig. 3. Mode de compression d'un fluide. A la manière d'un ressort à boudin. Compression adiabatique et isentropique. Compression adiabatique dynamique.

Si l'on désigne par u_1 et u_2 les vitesses relatives d'écoulement du fluide par rapport à l'onde de choc, de part et d'autre de son front, où la masse spécifique a respectivement pour valeur ρ_1 et ρ_2 , l'équation de continuité permet d'écrire, dans le cas d'une conduite cylindrique :

$$F_2 \rho_2 u_2 = F_1 \rho_1 u_1 \quad (22)$$

F_1 et F_2 étant les valeurs de la section de la conduite avant et après la discontinuité.

Par ailleurs, le théorème des quantités de mouvement fait aboutir à l'équation :

$$F_2 p_2 - F_1 p_1 - \int_{F_1}^{F_2} p dF = F_1 \rho_1 u_1^2 - F_2 \rho_2 u_2^2 = F_1 \rho_1 u_1 (u_1 - u_2) \quad (23)$$

dans laquelle, il est possible d'introduire, pour de petites déformations élastiques

$$\int_{F_1}^{F_2} p dF = (F_2 - F_1) \frac{p_1 + p_2}{2} \quad (24)$$

ceci en supposant que la conduite reste cylindrique, après comme avant la discontinuité $\frac{\partial F}{\partial x} = 0$.

On obtient ainsi les expressions suivantes des vitesses u_1 et u_2 :

$$u_1 = \sqrt{\frac{F_1 + F_2}{2} \frac{F_2 \rho_2}{F_1 \rho_1} \left(\frac{p_2 - p_1}{\rho_2 F_2 - \rho_1 F_1} \right)} \quad (25a)$$

$$u_2 = \sqrt{\frac{F_1 + F_2}{2} \frac{F_1 \rho_1}{F_2 \rho_2} \left(\frac{p_2 - p_1}{\rho_2 F_2 - \rho_1 F_1} \right)} \quad (25b)$$

dont les valeurs doivent par ailleurs satisfaire à la relation

$$a' = u_1 + c_1 = u_2 + c_2$$

où c_1 et c_2 sont les vitesses absolues d'écoulement et a' la vitesse de propagation de l'onde de choc.

Quand la conduite est rigide, c'est-à-dire que $F=F_1=F_2$, les expressions (25) peuvent se simplifier de la façon suivante, avec :

$$\begin{aligned} p_1 - p_2 &= \Delta p & \rho_2 - \rho_1 &= \Delta \rho \\ u_1 &= \sqrt{\frac{\rho_1 \Delta p}{\rho_2 \Delta \rho}} & u_2 &= \sqrt{\frac{\rho_2 \Delta p}{\rho_1 \Delta \rho}} \end{aligned} \quad (26)$$

Ces équations, qui sont valables pour des fluides liquides ou gazeux, doivent être utilisées en tenant compte des relations régissant le changement d'état du fluide et l'énergie qui lui est communiquée. Elles sont également valables pour le cas où l'onde de choc n'est pas stationnaire et se superpose à une onde continue de contre-coup.

11. Effet d'étalement d'une onde de surpression de grande amplitude au cours de sa propagation. Effet d'amortissement. Queue de dépression.

Lorsqu'une onde de grande amplitude se propage dans le fluide en mouvement, c'est-à-dire quand il existe un écoulement relatif du fluide par rapport à l'onde, celle-ci ne tarde pas à s'étaler et à s'amortir, même abstraction faite de toute perte d'énergie par frottement ou augmentation d'entropie. Cette déformation de l'onde se poursuit jusqu'à ce qu'elle devienne une onde continue de petite amplitude, dont la propagation s'effectue alors avec une célérité constante et

sans changement de forme, d'après la loi linéaire :

$$\delta p = \rho_0 a_0 \delta c$$

entre écart de pression et écart de vitesse.

Considérons, en effet, selon la figure 4, le dos $B_0 C_0 D_0 E_0 F_0 G_0 J_0$ d'une onde de petite amplitude, dont la célérité peut être admise comme constante eu égard à la faible valeur des écarts de vitesse, devant celle de la célérité a_0 du fluide dans son état initial. Les tranches élémentaires B, C, D, E, F, G et J son équidistantes et un observateur se déplaçant, par rapport au fluide, avec la célérité a_0 parcourt dans le même intervalle de temps :

- le tronçon I entre les tranches B et C
- le tronçon II entre les tranches C et D
- le tronçon III entre les tranches D et E
- le tronçon IV entre les tranches E et F
- le tronçon V entre les tranches F et G
- le tronçon VI entre les tranches G et J

Par ailleurs, dans une épure de la méthode graphique pour le calcul du coup de bélier, les points $B_0, C_0, D_0, E_0, F_0, G_0$ et J_0 , représentant l'état de pression et de vitesse des tranches B, C, D, E, F, G et J à un instant quelconque de la propagation pris comme origine des temps, sont tous situés sur la droite caractéristique de la conduite d'inclinaison $\rho_0 a_0$, la même pour les tronçons I, II, III, IV, V et VI. Ceci résulte du fait que, puisqu'il s'agit d'une onde continue, la relation :

$$\delta p = \rho_0 a_0 \delta c$$

est valable aussi bien pour le front que pour le dos de l'onde. En d'autres termes, les droites caractéristiques I, II, III, IV, V et VI (pour le sens J, G, F, E, D, C, B),

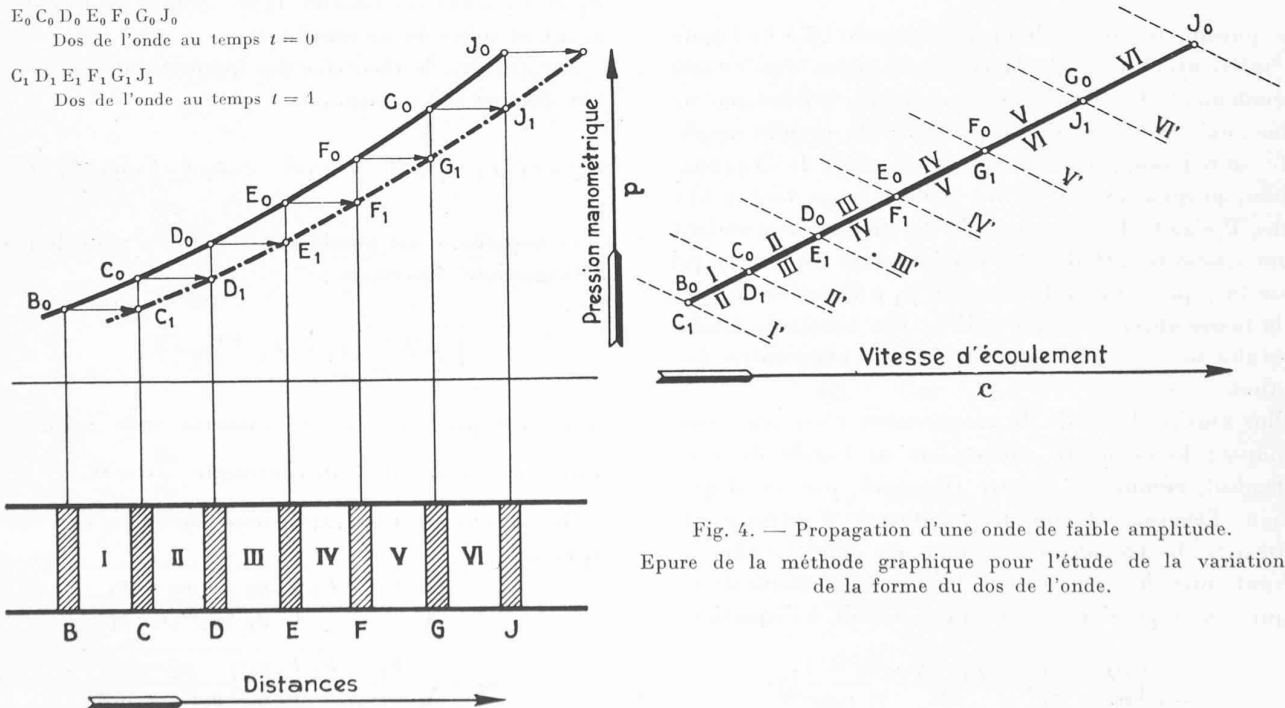


Fig. 4. — Propagation d'une onde de faible amplitude. Epure de la méthode graphique pour l'étude de la variation de la forme du dos de l'onde.

des divers tronçons, se confondent et celles symétriques I', II', III', IV', V' et VI' (pour le sens B, C, D, E, F, G, J), sont de même inclinaison.

On constate dès lors qu'au bout du temps $t = 1$, mis par l'observateur pour passer :

- de B en C ou de C en B
- de C en D ou de D en C
-
-
- de G en J ou de J en G

le point C_1 , à l'intersection de D_0C_1 (II) et de B_0C_1 (I'), figuratif de l'état de la tranche C, coïncide avec B_0 , le point D_1 , à l'intersection de E_0D_1 (III) et de C_0D_1 (II'), figuratif de l'état de la tranche D, coïncide avec C_0 , etc.

et finalement que le dos de l'onde a avancé de la distance $BC = CD = DE = EF = FG = GJ$, parallèlement à lui-même et sans se déformer.

Au contraire, si selon la figure 5, $B_0, C_0, D_0, E_0, F_0, G_0, J_0$, est le dos d'une onde de grande amplitude, pour laquelle la célérité augmente de la tranche B (vers le bas du dos) à celle J (vers la crête) du fait d'un écart de vitesse δc et d'un écart de pression δp (par rapport à l'état initial) croissants, en vue de satisfaire à la condition d'un temps de parcours égal de l'observateur sur les tronçons I, II, III, IV, V et VI, leurs longueurs doivent être différentes :

$$BC < CD < DE < EF < FG < GJ$$

En conséquence, même si, comme dans le cas précédent, il y avait coïncidence sur l'épure de la méthode graphique entre :

- les points C_1 et B_0
- les points D_1 et C_0
-
-
- les points J_1 et G_0

le dos de l'onde serait plus incliné au temps $t = 1$ qu'au temps $t = 0$; autrement dit, il y aurait étalement de l'onde.

Mais il faut encore tenir compte ici de deux autres considérations supplémentaires. Tout d'abord, selon la constatation d) exposée au paragraphe 9, la relation entre les écarts δp de pression et δc de vitesse (entre les tranches) n'est plus linéaire, mais du second degré ; la caractéristique de la conduite est donc une parabole. De ce fait, l'inclinaison moyenne des arcs paraboliques croît, sur l'épure, du tronçon I (arcs I et I') au tronçon VI (arcs VI et VI').

De plus, si le calcul graphique peut être mené, pour ce qui est du dos de l'onde, en utilisant ces arcs de parabole, ceci parce que le phénomène est continu, il n'en est pas de même pour le front de l'onde où règne une discontinuité. Nous avons précisé au paragraphe 10 que pour la même condensation du fluide, à partir de la même pression initiale, la pression finale était plus forte dans le cas d'une onde de choc que dans le cas d'une onde continue, autrement dit le travail des forces est plus élevé. On en déduit que pour la même énergie communiquée au fluide, la pression atteinte à la crête d'une onde de choc est plus faible que celle d'une onde continue. En conséquence, la ligne des points $B_0, C_0, D_0, E_0, F_0, G_0$ et J_0 , représentant sur l'épure, l'état de pression et de vitesse des tranches B, C, D, E, F, G et J, est moins inclinée que la parabole caractéristique de la conduite.

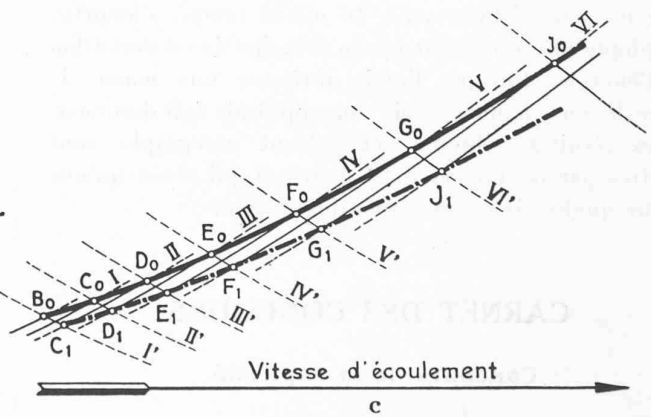
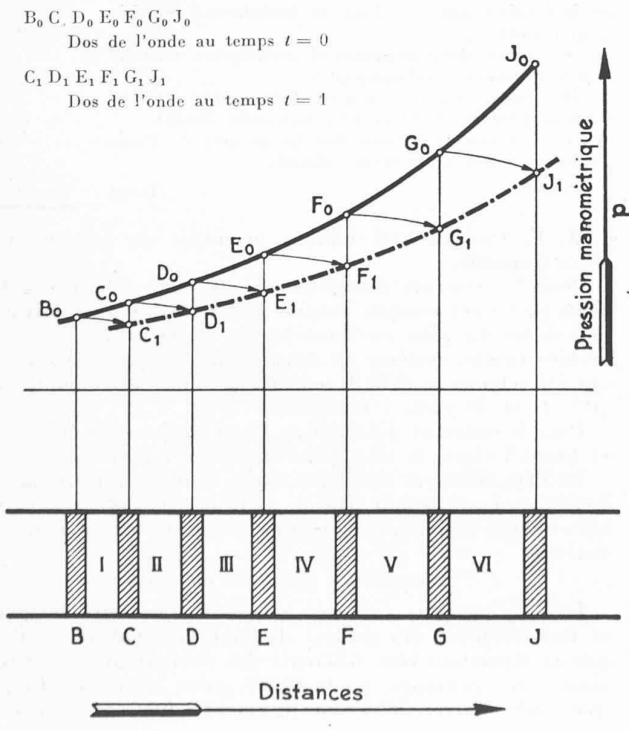


Fig. 5. — Propagation d'une onde de grande amplitude. Epure de la méthode graphique pour l'étude de la variation de la forme du dos de l'onde.

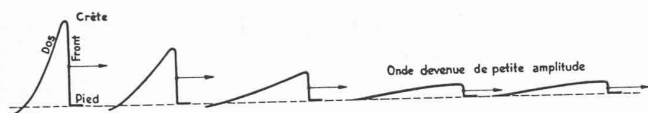


Fig. 6. — Propagation d'une onde de grande amplitude. Effet d'étalement et d'amortissement de l'onde.

Le tracé de l'épure de la méthode graphique, tenant compte de ces deux considérations, fait dès lors ressortir qu'au temps $t = 1$:

la pression en C , déterminée par l'ordonnée du point C_1 , à l'intersection de $D_0 C_1$ (II) et de $B_0 C_1$ (I'), est inférieure à celle qui existait en B au temps $t = 0$, définie par l'ordonnée du point B_0 ,

la pression en D , déterminée par l'ordonnée du point D_1 , à l'intersection de $E_0 D_1$ (III) et de $C_0 D_1$ (II'), est inférieure à celle qui existait en C au temps $t = 0$, définie par l'ordonnée du point C_0 ,

etc.

Finalement, le dos $B_0, C_0, D_0, E_0, F_0, G_0, J_0$, de l'onde au temps $t = 0$, devient au temps $t = 1$: $C_1, D_1, E_1, F_1, G_1, J_1$ témoignant non seulement d'un étalement de l'onde, mais aussi de son amortissement.

Remarquons enfin que si la pression est moins élevée :

en C au temps $t = 1$ (C_1) qu'en B au temps $t = 0$ (B_0)
 en D au temps $t = 1$ (D_1) qu'en C au temps $t = 0$ (C_0)
 etc.

la vitesse d'écoulement est par contre plus élevée. En conséquence, au bas du dos d'une onde de surpression de grande amplitude où la pression diminue, tandis que la vitesse d'écoulement augmente, la pression initiale est atteinte alors qu'un écart de vitesse (par rapport à l'état initial) subsiste. L'onde de surpression est alors suivie en queue d'une onde de dépression.

Le fait qu'une onde de surpression de grande amplitude ne peut s'étaler sans, en même temps, s'amortir, s'explique physiquement par le principe de conservation de l'énergie. Puisque l'onde intéresse une masse de fluide de plus en plus grande son amplitude doit diminuer.

Les résultats obtenus au présent paragraphe sont illustrés par les images de la figure 6 qui n'ont qu'une valeur qualitative, sans autre prétention.

CARNET DES CONCOURS

Concours de la captivité.

Jugement du jury¹.

Ces concours, organisés par l'Aide aux prisonniers de guerre de l'Union chrétienne de jeunes gens, le Fonds européen de secours aux étudiants et le Service d'aide intellectuelle aux prisonniers de guerre du Bureau international d'éducation, avaient pour objet :

- 1° La recherche du meilleur type d'habitation familiale pour la reconstruction d'une région dévastée par la guerre.

¹ Nos lecteurs trouveront au numéro 5-6 (mai-juin 1944) de l'Habitation tous renseignements complémentaires concernant ces concours ainsi que les dessins des principaux projets primés. (Réd.)

Les concurrents avaient la faculté de choisir la région dans laquelle ils situaient le type de logement proposé. Ils devaient indiquer quelle était la région choisie et celle-ci ne pouvait pas être de caractère purement agricole.

L'habitation devait convenir aux besoins d'une famille de quatre ou cinq personnes.

Il n'était rien précisé en ce qui concernait le mode de groupement : maisons isolées ou jumelées, en rangées, à un ou plusieurs étages. On demandait cependant que chaque famille dispose d'un terrain cultivable d'une surface de 400 m². Les concurrents devaient rechercher avant tout un type de construction rapide, simple et économique, se prêtant à une exécution en grandes séries (maisons construites entièrement ou en partie en éléments préfabriqués, aisément transportables et d'un montage rapide).

On devait cependant pouvoir, par la combinaison des éléments, créer divers types permettant d'éviter l'uniformité et de répondre à la variété des besoins locaux : orientation et pente des terrains, vents dominants, vue, etc. Enfin, on devait tenir compte, dans le choix du type de construction, de la pénurie de certains matériaux, tels que fer et ciment, qui risque de se prolonger un certain temps après la guerre, ainsi que de la difficulté des transports.

Etaient admis à prendre part au concours : tous les architectes, élèves architectes, ainsi que les techniciens du bâtiment, prisonniers de guerre, sans distinction de nationalité.

- 2° Un problème d'urbanisme comportant le projet de reconstruction d'un petit centre rural pour les régions dévastées par la guerre.

Ce projet devait comporter tous les éléments nécessaires à la vie du centre d'une centaine de ménages d'agriculteurs, installés dans des fermes à proximité du centre, soit : école, église, place de marché, bâtiment administratif, gare ferroviaire ou routière, magasins d'alimentation, places de jeux pour enfants, plantations, etc.

Faisaient partie du jury, qui s'est réuni le 21 avril 1944, à Genève, MM. F. Gampert, président du Groupe professionnel S. I. A. des architectes pour les relations internationales ; Centre rural : A. Hœchel, J. Perrelet, H. Schmidt ; Habitation : Alfred Roth, Ernst Schindler, Hans Brechbühler, Albert Cingria, J.-P. Vouga.

Le jury prend acte de l'envoi par les concurrents de cinquante-quatre projets pour le concours de l'Habitation et de vingt-trois pour le concours du Centre rural. Il apprend avec plaisir que des donations ont été faites pour récompenser les meilleurs travaux non primés. Il tient à exprimer sa reconnaissance et ses remerciements aux différentes organisations qui ont bien voulu mettre à sa disposition les sommes suivantes :

Société suisse des ingénieurs et architectes, Section genevoise	Fr. 100.—
Société suisse des ingénieurs et architectes, Groupe des relations internationales	» 50.—
Société pour l'amélioration du logement	» 50.—
Civitas, Collection de la Cité humaine, Zurich	» 100.—
Anciens élèves de l'Ecole des beaux-arts de Paris	» 50.—
Fédération des architectes suisses	» 50.—
Total	Fr. 400.—

M. F. Gampert est nommé président du jury pour les deux concours.

Pour le concours d'architecture, le jury a basé ses décisions en tenant compte, comme critère, des points suivants : organisme du plan en fonction de la structure, expression architecturale, système de construction proposé. Dix projets ont été retenus en définitive et classés après critique détaillée (1^{er}, 2^e et 3^e prix, 7 mentions).

Pour le concours d'urbanisme, sept projets ont été retenus et firent l'objet de trois prix et quatre mentions.

Le dépouillement des enveloppes contenant les noms des lauréats ne se faisant pas à Genève, il n'est malheureusement pas possible de donner aujourd'hui les noms des auteurs.

Conclusions générales du jury.

Le jury constate une très grande variété dans la qualité et la conception des projets. Il était tout naturel d'ailleurs que la formation très différente des concurrents se traduisit ainsi. Ceci, toutefois, ne facilitait guère le travail du jury, qui s'est efforcé, dans son jugement, de faire abstraction