

Zeitschrift: Bulletin technique de la Suisse romande
Band: 59 (1933)
Heft: 4

Artikel: Innocuité, quant à la force vive, du refroidissement isobare d'un courant de fluide élastique
Autor: Prior, E
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-45632>

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.](#)

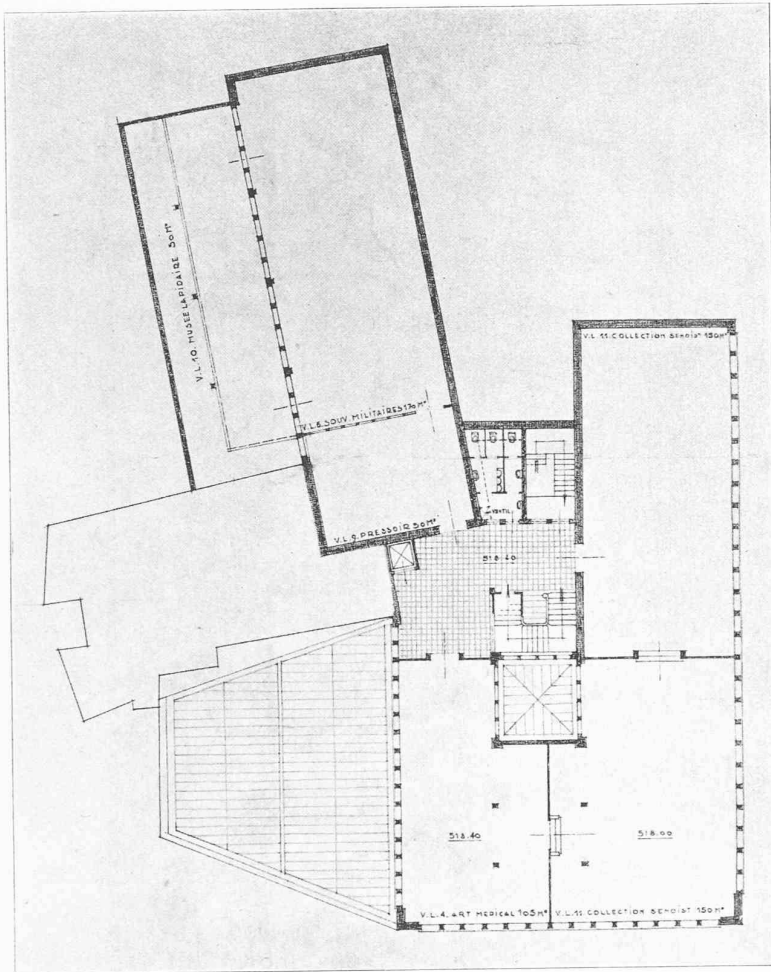
Download PDF: 19.11.2024

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

CONCOURS POUR L'ÉTUDE
URBANISTIQUE DE L'ANCIEN « ÉVÊCHÉ »,
A LAUSANNE

1^{re} prime : MM. Gilliard et Godet.

Plan au niveau 518,40. — Echelle 1 : 400.



invariable, la quantité de chaleur enlevée est égale à la chute d'énergie interne. Il est clair que l'énergie cinétique ou force vive ne subit aucun changement : nulle au début, elle est encore nulle à la fin.

Si, par contre, un courant de fluide élastique (par exemple de gaz brûlés) est animé d'une grande vitesse le long d'un canal (ajutage, tuyère, etc.) et si ce courant est refroidi de façon notable par les parois, on peut se demander ce qu'il arrivera pour la force vive et la vitesse de sortie.

En régime permanent, il entre, à travers la surface fermée Σ (fig. 1) autant de matière et d'énergie qu'il en sort, pendant un temps donné quelconque. Le principe de la conservation de l'énergie, appliqué à [1 kg] de fluide entrant ou sortant, donne :

Après un deuxième examen, 8 projets sont éliminés. Ceux-ci, quoique présentant des qualités supérieures aux projets éliminés au premier tour, s'écartent encore par trop de l'esprit du programme et ne présentent pas un intérêt suffisant. Restent en présence 11 projets ; sur ce nombre, 5 projets sont éliminés en troisième examen.

Le jury examine à nouveau les 6 projets restant et en fait la critique.

N° 16. *Unité.* — Dispositif général heureux dégageant entièrement l'angle sud-ouest de la terrasse de la Cathédrale. Bonnes dispositions dans les plans, la répartition et l'éclairage des salles. En général, bonne disposition des pleins et des vides. La distribution des locaux, à l'entrée, laisse à désirer. L'emplacement du vestibule d'entrée, ouvert du côté de l'ouest, ainsi que sa disposition sont particulièrement réussis. La salle des expositions temporaires est spacieuse et bien éclairée, mais son accès laisse à désirer. Les façades sud et ouest gagneraient en unité par la suppression des décrochements. Le raccord de la toiture et des lanternes n'est pas au point. Cube 17 185 m³. (A suivre.)

$$\left(u_1 + A \frac{c_1^2}{2g}\right) + A \cdot p_1 v_1 + Q_e = \left(u_2 + A \frac{c_2^2}{2g}\right) + A \cdot p_2 v_2 \quad [\text{Cal/kg}]$$

où Q_e est la quantité de chaleur reçue, positive ou, ici, négative ; A est l'équivalent calorifique du [kg. m].

À l'entrée, nous connaissons entièrement l'état du fluide ; à la sortie, nous connaissons la pression p_2 . Quoi

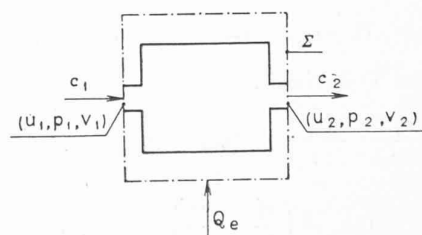


Fig. 1.

qu'il en soit, avec $i = u + A \cdot p v$ comme définition bien connue de l'enthalpie, on obtient l'équation générale et globale :

$$I) \quad A \left(\frac{c_2^2}{2g} - \frac{c_1^2}{2g} \right) = (i_1 - i_2) + Q_e \quad [\text{Cal/kg}]^{1 \text{ et } 2}$$

Ecrivons l'équation intrinsèque de la variation « du »

¹ A. STODOLA. Z. Ver. deutsch. Ing., 1898, p. 1088 ; « Die Dampfturbinen », 4. Aufl., Berlin, 1910, p. 115.

² E. JOUQUET. Moteurs thermiques, Paris, 1909, p. 25 et p. 77.

Innocuité, quant à la force vive, du refroidissement isobare d'un courant de fluide élastique,

par E. PRIOR, ingénieur E. P. Z.,
professeur à l'Ecole des Arts et Métiers, de Genève.

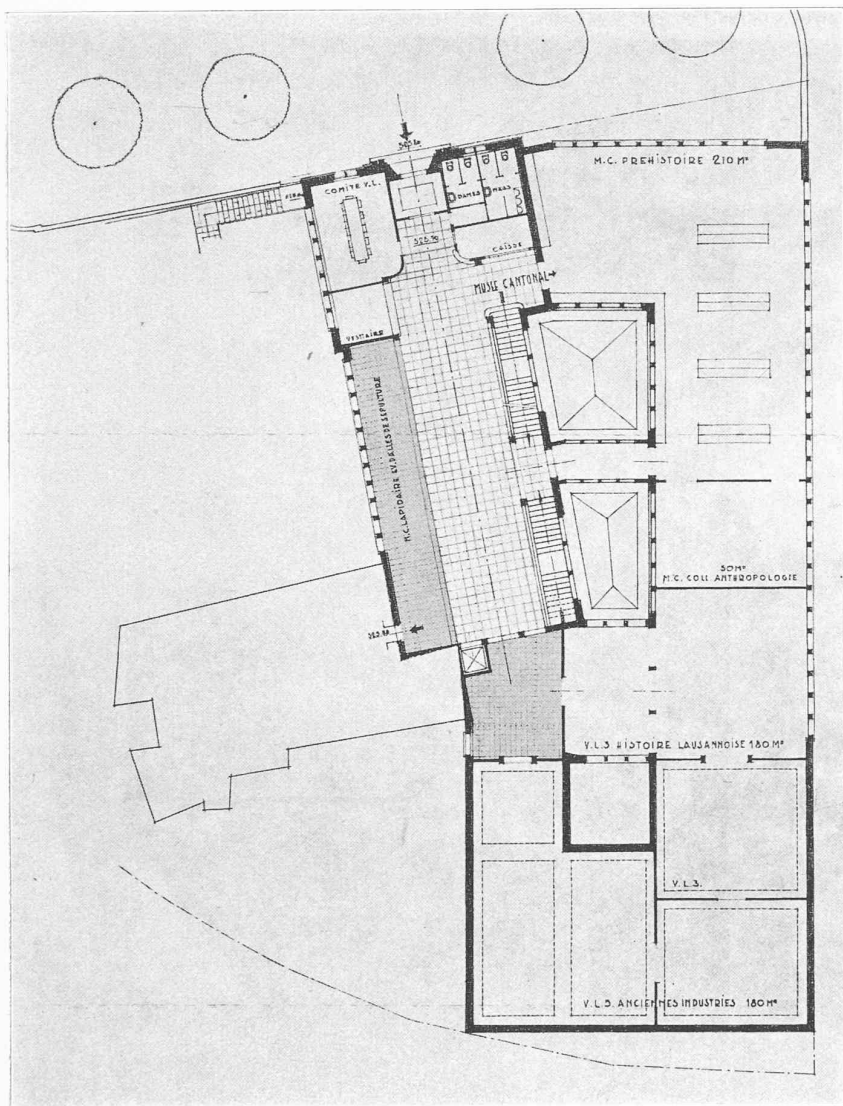
Introduction. Si l'on refroidit une masse de fluide élastique au repos, contenue dans un espace clos de volume

CONCOURS
POUR L'ÉTUDE URBANISTIQUE DE
L'ANCIEN « ÉVÊCHÉ », A LAUSANNE

1^{re} prime : MM. Gilliard et Godet.

Plan au niveau 529,50.

Echelle 1 : 400.



cinétiques^{1 et 2}, et qui correspond à la température absolue du gaz, étant donné que l'énergie interne ainsi que l'enthalpie en tiennent compte implicitement et de façon automatique.

Remarque II : La présente note ressortit, au fond, au domaine de la *thermocinétique*, c'est-à-dire que la force vive ou énergie cinétique, au sens de la mécanique ordinaire, figure explicitement et joue un rôle de premier plan. La subdivision, très opportune, de ce qu'on a appelé jusqu'à présent « Thermodynamique » en *Thermostatique* et en *Thermodynamique* proprement dite est due aux physiciens van der Waals et Kohnstamm. Profitons de la circonstance pour signaler que, d'après M. Waldemar Hessling, président du Comité International des Inventeurs, il y aurait lieu de subdiviser la *Thermo-mécanique* ou *Energétique* limitée aux échanges d'énergie sous formes de chaleur et de

travail mécanique, avec production ou consommation éventuelle de force vive, en *Thermo-statique*, *Thermo-cinétique* et *Thermo-dynamique* véritable (cette dernière étudiant

$$\varrho = \frac{f_1 \cdot c_1}{v_1} = \frac{f_2 \cdot c_2}{v_2}$$

où ϱ est le débit-poids en [kg/sec]. Puisque $c_2 = c_1$, il vient pour la section de sortie :

$$f_2 = f_1 \cdot \left(\frac{v_2}{v_1}\right) = f_1 \cdot \left(\frac{T_2}{T_1}\right)$$

où T_1 et T_2 désignent les températures absolues du gaz, à l'entrée et à la sortie (fig. 2).

Admettons, de plus, que la chaleur spécifique c_p est constante, il en résulte :

$$Q_{e,p} = c_p \cdot (T_2 - T_1), \text{ soit } \left(\frac{T_2}{T_1}\right) = \left(1 + \frac{Q_{e,p}}{c_p \cdot T_1}\right).$$

Comme il y a refroidissement, $Q_{e,p}$ est négatif et on aura $f_2 < f_1$.

Remarque I : Il est bien entendu que nous nous sommes placés, sans équivoque, au simple point de vue *macroscopique*. En effet, il n'est pas nécessaire de se préoccuper de l'état d'agitation calorifique ou moléculaire, qui caractérise le point de vue *microscopique* des théories dites

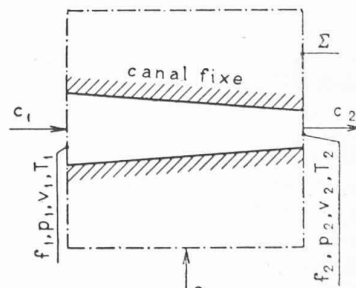


Fig. 2.

les phénomènes irréversibles et les modifications quelconques des systèmes complètement hors d'équilibre).

Genève, le 31 décembre 1932.

¹ M. J. BOUSSINESQ. *Leçons synthétiques de Mécanique générale*, Paris, 1889, p. 403.

² C. MONTEIL. *Principes généraux de Thermodynamique et de Mécanique des Fluides*, Nancy, 1920, p. 25 et p. 26.