NOTICE BIBLIOGRAPHIQUE

NOTICE DE LA REVUE	
Auteur(s) ou collectivité(s)	**Laboratoire d'essais mécaniques physiques chimiques et de machines du Conservatoire national des Arts et Métiers**
Auteur(s)	**Laboratoire d'essais mécaniques physiques chimiques et de machines du Conservatoire national des Arts et Métiers**
Titre	**Publication : Laboratoire d'essais**
Adresse	**Paris : Conservatoire national des arts et métiers, 193.-195.**
Nombre de volumes	**125**
Cote	**CNAM-BIB P 1329-B et P 1329-C**
Sujet(s)	**Conservatoire national des arts et métiers (France)** **Génie industriel -- 20e siècle**
Note	**La collection comporte des lacunes : n°24; n°58; n°63; n°67; n°76-n°77**
Notice complète	https://www.sudoc.abes.fr/cbs//DB=2.1/SET=17/TTL=3/REL?PPN=261820893&RELTYPE=NT
Permalien	https://cnum.cnam.fr/redir?P1329-B_P1329-C
LISTE DES VOLUMES	
	N°25 (1936)
	N°26 (1937)
	N°27 (1937)
	N°28 (1937)
	N°29 (1938)
	N°30 (1939)
	N°31 (1936)
	N°32 (1938)
	N°33 (1938)
	N°34 (1938)
	N°35 (1938)
	N°36 (1938)
	N°37 (1938)
	N°38 (1938)
	N°39 (1938)
	N°40 (1939)
	N°41 (1939)
	N°42 (1939)
	N°43 (1939)
	N°44 (1939)
	N°45 (1938)
	N°46 (1940)
	N°47 (1940)
	N°48 (1940)
	N°49 (1940)
	N°50 (1940)
	N°51 (1941)
	N°52 (1941)
	N°53 (1941)
	N°54 (1941)
	N°55 (1942)
	N°56 (1942)
	N°57 (1942)
	N°59 (1942)

	N°60 (1941)
	N°61 (1942)
	N°62 (1943)
	N°64 (1943)
	N°65 (1943)
	N°66 (1943)
	N°68 (1943)
	N°69 (1943)
	N°70 (1943)
	N°71 (1943)
	N°72 (1944)
	N°73 (1943)
	N°74 (1944)
	N°75 (1944)
	N°78 (1944)
	N°79 (1944)
	N°80 (1944)
	N°81 (1944)
	N°82 (1944)
	N°83 (1944)
	N°84 (1944)
	N°85 (1944)
	N°86 (1945)
	N°87 (1945)
	N°88 (1945)
	N°89 (1945)
	N°90 (1945)
	N°91 (1945)
	N°92 (1945)
	N°93 (1945)
	N°94 (1945)
	N°95 (1946)
	N°96 (1946)
	N°97 (1946)
	N°98 (1944)
	N°99 (1945)
	N°100 (1945)
	N°101 (1946)
	N°102 (1946)
	N°103 (1946)
	N°104 (1946)
	N°105 (1946)
VOLUME TÉLÉCHARGÉ	N°106 (1946)
	N°107 (1947)
	N°108 (1947)
	N°109 (1947)
	N°110 et 111 (1947)
	N° 112 (1947)
	N° 113 (1947)
	N° 114 (1947)
	N° 115 (1947)
	N° 116 (1947)
	N° 117 (1947)
	N° 118 (1948)
	N° 119 (1948)
	N° 120 (1948)
	N° 121 (1948)
	N° 122 (1947)

	N° 123 (1948)
	N° 124 (1948)
	N° 125 (1948)
	N° 126 (1948)
	N° 127 (1948)
	N° 128 (1948)
	N° 129 (1948)
	N° 130 (1949)
	N° 131 (1949)
	N° 132 (1949)
	N° 133 (1948)
	N° 134 (1949)
	N° 135 (1948)
	N° 136 (1949)
	N° 137 (1950)
	N° 138 (1950)
	N° 139 (1950)
	N° 140 (1950)
	N° 141 (1950)
	N° 142 (1948)
	N° 143 (1950)
	N° 144 (1950)
	N° 145 (1951)
	N° 146 (1951)
	N° 147 (1951)
	N° 148 (1951)
	N° 149 (1951)
	N° 150 (1951)
	N° 151 (1951)
	N° 152 (1951)
	N° 153 (1952)
	N° 154 (1952)
	N° 155 (1952)

NOTICE DU VOLUME TÉLÉCHARGÉ	
Auteur(s) volume	**Laboratoire d'essais mécaniques physiques chimiques et de machines du Conservatoire national des Arts et Métiers**
Titre	**Publication : Laboratoire d'essais**
Volume	N°106 (1946)
Adresse	**Paris : Conservatoire national des arts et métiers, 1946**
Collation	**1 vol. (p. [227-233]) : ill. ; 27 cm**
Nombre de vues	**12**
Cote	**CNAM-BIB P 1329-C (21)**
Sujet(s)	**Conservatoire national des arts et métiers (France)** **Génie industriel -- 20e siècle**
Thématique(s)	**Histoire du Cnam**
Typologie	**Revue**
Langue	**Anglais** **Français**
Date de mise en ligne	**10/04/2025**
Date de génération du PDF	**07/02/2026**
Recherche plein texte	**Disponible**
Notice complète	https://www.sudoc.fr/039014541
Permalien	https://cnum.cnam.fr/redir?P1329-C.21

Note de présentation du ....

...

RÉPUBLIQUE FRANÇAISE

LABORATOIRE D'ESSAIS

BULLETIN
DU
LABORATOIRE D'ESSAIS
1946 - N° 22

PUBLICATION N° 106

(Voir le sommaire au verso)

SOMMAIRE

BULLETIN DU LABORATOIRE D'ESSAIS
DU CONSERVATOIRE NATIONAL DES ARTS & MÉTIERS

LA MÉTHODE DES OMBRES APPLIQUÉE A L'ÉTUDE DES ÉCHAPPEMENTS

On trouvera ci-dessous les textes des deux communications qui ont été présentées les 23 *novembre* 1944 *devant la* Section de Recherches *de la S.I.A. et qui précisent comment se présente le problème de l'échappement sur les moteurs et de quelle façon on peut appliquer à son étude la méthode des ombres.*

THÉORIE DE L'ÉCHAPPEMENT

Nous avons déjà eu l'occasion de donner quelques indications sur des méthodes d'investigation qui permettent d'examiner d'un peu près le fonctionnement interne du moteur à deux temps, et, en particulier, des indications sur la façon dont pouvait s'effectuer l'échappement, opération qui a donné lieu à des théories diverses et à de nombreuses controverses.

Autrefois, on admettait tout simplement que les gaz brûlés sortaient lors de l'ouverture de la lumière d'échappement, que le cylindre arrivait sensiblement à la pression atmosphérique et que les gaz préalablement comprimés dans le carter venaient s'engager dans le cylindre, en poussant devant eux le résidu de gaz brûlés.

Cette théorie a été universellement admise jusqu'à une période où on a déclaré que l'échappement s'effectuait de façon tout à fait différente. D'après cette théorie, l'échappement s'effectuerait en bloc, c'est-à-dire que les gaz, sans détente, seraient précipités très violemment hors du cylindre, et qu'à la suite de cette expulsion brutale, on trouvait dans le cylindre, non seulement une légère dépression, mais un vide.

Cette théorie a été développée, non pas sur le plan technique, mais sur le plan industriel, et a donné lieu à un nombre considérable de brevets. Ces brevets, à notre connaissance, n'ont jamais conduit à la fabrication de moteurs pouvant avoir une carrière commerciale.

⁂

Nous avons repris cette année quelques essais qui ont pour but de déterminer dans quelles conditions cet échappement a lieu, pour fixer, en particulier, la vitesse que l'on est en droit d'espérer à la sortie du cylindre.

D'après cette théorie de la sortie en bloc des gaz, un dessin judicieux du moteur et de ses acccessoires, de la lumière d'échappement en particulier permettrait de profiter de cette vidange du moteur pour assurer une meilleure alimentation. Au contraire, un dessin défectueux permettrait à des gaz brûlés d'être réaspirés dans le cylindre.

Pour que l'échappement puisse se produire aux vitesses indiquées, il faudrait que ces gaz atteignent une vitesse extrême, que nous avons évaluée à environ 10.000 mètres à la seconde. Cette vitesse conduit évidemment à une énergie cinétique importante, laquelle ne peut trouver d'autre source que dans la détente des gaz. Autrement dit : on aura un ordre de grandeur de cette vitesse des gaz en admettant que toute la pression résiduelle après la détente, au moment où la lumière s'ouvre, est entièrement transformée en énergie cinétique. C'est précisément cela qu'exprime la formule de SAINT-VENANT, qui s'écrit de la façon suivante :

Nous prenons un récipient cylindrique de section S, dans lequel on maintient les conditions de pression et de exemple, par un orifice en mince paroi, dans un autre récipient, ou même, à l'air libre. On constate — et nous préciserons tout à l'heure les conditions exactes — que la veine gazeuse sortant de ce réservoir se contracte et atteint un minimum de section plus petit que la section de sortie. Si nous appelons s la section de sortie, la section minima des gaz sera $s\,\mu$, μ étant un coefficient qui dépend en première approximation de la forme de la section s et de la nature des parois et qui est appelé coefficient de débit.

Si, dans cette section, on appelle p la pression, K le rapport des chaleurs spécifiques à pression et volume constants, la vitesse des gaz obtenue par la détente de p_0 à p, et désignée par V, est calculable par la formule :

$$\frac{V^2 - V_0^2}{2g} = \frac{K}{K-1}\,\frac{p_0}{\gamma_0}\sqrt{1-\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{K-1}{K}}}$$

Si l'on ajoute à cette équation l'équation de continuité, c'est-à-dire une équation qui exprime qu'en un certain temps la masse écoulée dans la section S est égale à la masse écoulée dans la section s, on obtient facilement, en supposant la détente adiabatique :

$$V_0 = V\mu\,\frac{s}{S}\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{1}{K}}$$

Et si l'on porte la valeur de V_0 dans la première équation, on trouve la formule qui donne le débit et la vitesse, simplement en fonction des conditions amont :

$$V = \frac{1}{\sqrt{1-\mu^2\left(\frac{s^2}{S^2}\,\frac{p}{p^0}\right)^{\frac{2}{K}}}}\,\sqrt{2g\,\frac{K}{K-1}\,\frac{p_0}{\gamma_0}\left[1-\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{K-1}{K}}\right]}$$

Cette formule est universellement adoptée actuellement et elle sert de base à l'étude de l'écoulement par la méthode de l'*Association Française de Normalisation*. Elle a été discutée dans tous les pays du monde, et adoptée d'une façon internationale au Congrès d'HELSINKI (1939). Elle semble donc donner toute garantie.

L'examen de cette formule montre déjà des choses intéressantes pour l'étude de notre moteur. Elle montre d'abord que si p est égal à O, c'est-à-dire si l'échappement se fait, non pas à la pression atmosphérique, mais dans le vide, la vitesse est égale à

$$\sqrt{2g\frac{K}{K-1}\cdot\frac{p_0}{\gamma_0}}$$

Autrement dit, quelles que soient les conditions aval, la vitesse ne saurait, en aucun cas, dépasser cette vitesse limite.

Pour mieux fixer les idées, je rappellerai que, dans les conditions p_0, γ_0, la vitesse du son V_0 est égale à :

$$\sqrt{\frac{g\,K\,p_0}{\gamma_0}}$$

En introduisant la vitesse du son dans cette équation, on obtient :

$$V = V_0\sqrt{\frac{2}{K-1}}$$

Pour les gaz dans lesquels le rapport des chaleurs spécifiques est d'environ 1,4, la vitesse maximum des gaz que l'on ne saurait en aucun cas dépasser est égale environ à deux fois la vitesse du son.

Il importe de bien remarquer que cette formule simple ne donne pas lieu à des applications pratiques immédiates, parce que la vitesse du son est également fonction des conditions amont.

Voyons maintenant comment se présente la veine gazeuse à la sortie de l'orifice.

Dans une section quelconque de la veine, on peut écrire que la vitesse, multipliée par la section de la veine, et par le poids spécifique, est une constante, parce que cette quantité représente le poids de gaz qui s'écoule en une seconde et comme le régime est permanent, l'écoulement à la seconde dans chaque section est évidemment le même. Autrement dit, la section de la veine est inversement proportionnelle au produit vitesse poids spécifique.

L'équation donnant la vitesse permet de déterminer la vitesse en fonction de la pression p, pour une pression p_0 d'amont déterminée. On obtient une courbe en portant la pression en abscisse et la vitesse en ordonnée; on a, pour une pression nulle, la vitesse limite écrite tout à l'heure, et pour une pression égale à la pression amont, on a évidemment un débit nul.

Si l'on trace la courbe du poids spécifique en fonction de la pression, on aura une courbe en forme de parabole, et l'on voit immédiatement que le produit $V.\ \gamma_0$ est une courbe qui part de l'origine et revient à O, donc qui passe par un maximum; et l'inverse, qui représente la section, est une courbe qui présente un minimum. On calcule que ce minimum, pour les gaz dont le rapport des chaleurs spécifiques est égal à 1,4, est d'environ 0,53 p_0.

Si, à partir d'une pression amont p_0, on évacue les gaz dans une atmosphère dont la pression est supérieure à 0,53 p_0, on voit que la section doit décroître à partir de la zone où règne la pression p_0 jusqu'à la zone où règne la pression 0,53 p_0. Autrement dit, si l'on utilise un orifice en mince paroi dans lequel il n'y a pas de guidage, on constate que la veine diminue, suivant la courbe de la section donnée par la détente.

Si, au contraire, la pression aval descend jusqu'à une valeur inférieure à la valeur 0,53 p_0, il faut que la section offerte aux gaz, après avoir diminué, se mette à croître. On est donc obligé d'avoir une tuyère convergente divergente.

Un calcul simple montre que la vitesse, à l'endroit où la pression est 0,53 p_0, est précisément la vitesse du son.

Avec un simple orifice en mince paroi, lorsqu'on ne guide pas la veine, à partir du moment où l'on obtient la vitesse du son, on observe à la sortie un éclatement de la veine, parce que la pression qui règne est supérieure à la pression du fluide ambiant.

Au contraire, si la veine est guidée par une tuyère, la section augmente d'une façon régulière, et, à partir du col de la tuyère, on a une vitesse supérieure à la vitesse du son.

Il apparaît donc que, lorsqu'on veut obtenir, dans un écoulement, une vitesse supérieure à la vitesse du son, il est indispensable d'avoir une tuyère convergente-divergente.

Qu'avons-nous dans le moteur à deux temps? Nous n'avons pas de tuyère. Nous ne pouvons espérer en avoir une, parce que la section est variable.

Il est bien évident qu'il est impossible d'obtenir dans la section de sortie, un profil permettant à la veine de conserver la section que lui donne une simple détente.

Autrement dit, il est vraisemblable que, dès la sortie du cylindre, on a explosion de la veine à une vitesse qui, probablement, ne dépasse pas celle du son. (Nous disons « probablement », parce qu'entre une bonne et une mauvaise tuyère, entre une mauvaise tuyère et un vague guidage comme celui que nous avons, il n'y a pas absolument solution de continuité.) Et l'on peut se demander si, tout de même, on n'arriverait pas, dans un échappement de moteur, à obtenir une vitesse supersonique malgré l'absence de cette tuyère.

Ces calculs ne sont évidemment valables que pour un écoulement permanent, c'est-à-dire un écoulement dans lequel on maintient dans l'enceinte amont et dans l'enceinte aval, des pressions, des densités, des températures constantes.

⁂

Un problème un peu plus difficile à atteindre par l'analyse est celui de la vidange d'un réservoir.

Supposons un réservoir de capacité finie, plein d'un gaz à une certaine pression, et dans lequel on fait une ouverture quelconque. La pression va diminuer avec le temps, ainsi que la vitesse et, lorsqu'on arrive à une pression très faible, le débit est extrêmement faible et la variation de pression consécutive à la variation de débit est du même ordre de grandeur. Autrement dit, un tel cylindre, en supposant qu'on l'étudie par les formules qui viennent d'être établies, ne se vidange jamais. On ne peut obtenir l'égalité des pressions entre l'intérieur et l'extérieur qu'au bout d'un temps infiniment long. En fonction du temps, la courbe des pressions tend asympotiquement — et très vite, à la valeur de la pression en aval.

Il est certain que cette représentation est insuffisante pour montrer ce qui se passe dans un moteur. En effet, on suppose un écoulement quasi-permanent, c'est-à-dire un écoulement suffisamment lent pour que la vitesse, à chaque instant, soit celle qui serait obtenue dans un écoulement continu, où les pressions seraient les mêmes qu'en écoulement réel, à l'instant considéré.

Dans le cas contraire, si l'échappement est assez rapide, il est bien certain, *a priori,* sans calcul, que cet écoulement pourra être oscillatoire, c'est-à-dire que la pression, au lieu d'arriver asymptotiquement à zéro, va passer audessous de zéro, remonter, et ainsi de suite.

Et c'est probablement cette interprétation du phénomène qui a pu laisser croire que, dans un moteur à deux temps, on pouvait arriver jusqu'au vide.

Le cas du moteur à deux temps est encore beaucoup plus compliqué que le cas du cylindre que nous venons d'exposer, parce que dans un moteur à deux temps, on a une variation de pression en amont, qui dépend, non seulement de l'écoulement, mais encore de la descente du piston, puisque celui-ci n'est pas immobile pendant l'échappement et, également, parce que la section de sortie est une section variable. De même, le coefficient de débit de cette section variable n'est pas continuellement le même.

Le coefficient de débit d'un rectangle très aplati, comme la lumière au début de l'échappement, et le coefficient de débit d'un rectangle qui devient presque carré à la fin de l'échappement, ne sont pas les mêmes.

En outre, la valeur du coefficient $K = C/c$ varie d'une façon sensible, puisqu'on a des températures élevées et des variations de température fortes. De telle sorte qu'analytiquement, il semble à peu près impossible, dans un moteur réel, de déterminer par le calcul la vitesse d'échappement des gaz.

Les deux problèmes qui se posent sont les suivants :

1° La vitesse des gaz peut-elle dépasser la vitesse du son?

2° L'écoulement peut-il s'inverser?

C'est-à-dire : si l'échappement est tellement brutal que cet effet d'inertie soit prépondérant, que la pression dans le cylindre passe en dessous de la pression atmosphérique (la pression du tuyau d'échappement), peut-il arriver que le moteur à deux temps réaspire des gaz brûlés?

M. Sevault vous montrera tout à l'heure que, dans l'étude expérimentale qu'il a faite, il semble d'une part qu'on n'obtienne pas de vitesse supérieure à la vitesse du son et que, d'autre part, on n'ait pas inversion du courant.

⁂

Cette étude doit pouvoir nous amener à une conclusion peut-être un peu inattendue :

Comment représenter la courbe de vitesse en fonction du temps, dans un moteur à deux temps?

Supposons qu'au début de l'échappement, on ait une pression à l'intérieur du cylindre qui soit de l'ordre de grandeur de 5 kg/cm^2 absolus et que l'on débite dans une enceinte à 1 kg/cm^2 absolu.

Dans la première partie de l'écoulement, la différence des pressions pourrait conduire à une vitesse supersonique. On aura, en réalité, une vitesse constante égale à la vitesse du son.

Si l'on veut une approximation un peu plus grande, il faut bien remarquer que cette vitesse du son ne va pas être absolument stable, mais va varier avec les conditions amont, puisque le gaz du cylindre se détend. En réalité, cette vitesse du son va diminuer.

Lorsqu'on arrive à une pression $p = 0{,}53\ p_0$, on aura une vitesse qui varie suivant une loi à allure parabolique, plus compliquée du reste que la parabole.

Et voici ce que l'on pourrait peut-être envisager :

Dans cette première partie de l'échappement où l'on semble n'avoir qu'une vitesse égale à la vitesse du son, on a un excès de pression à l'intérieur du cylindre, qui est absolument inutile, excès de pression qui se traduit par l'éclatement de la veine par des tourbillons.

Supposons que, dans un moteur à deux temps, on dispose deux échappements :

Un premier échappement va s'ouvrir pendant un temps assez court, jusqu'à abaisser la pression dans le cylindre à une valeur égale à la valeur qui donne la vitesse sonique.

Cet échappement pourra très bien débiter dans une enceinte à pression relativement élevée, sans que la vitesse change.

Autrement dit, si l'on fait écouler un gaz de 5 kg/cm^2 à 2 kg/cm^2, par exemple, ou de 5 kg/cm^2 à 1 kg/cm^2, le débit est exactement le même.

Si, dans ce cylindre, le premier échappement débite dans une encinte où l'on maintiendra une pression qui sera par exemple de 2 kg/cm^2 absolus, on aura gratuitement des gaz à 2 kg/cm^2 absolus, sans gêner du tout l'échappement du moteur. Ces gaz pourront être utilisés. Ils pourront, par exemple, faire tourner un turbo-compresseur. Et il semble là qu'il y ait une solution à étudier; elle n'est pas approfondie du tout, parce que, jusqu'à présent, le moteur à deux temps avait la réputation bien méritée de ne pas supporter le turbo-compresseur. Il faut, évidemment, si on lui adjoint un turbo-compresseur, prévoir ce premier échappement sous pression et un deuxième à air libre, ce qui permettra d'utiliser la première zone dans laquelle l'excès de pression ne sert à rien du point de vue de l'écoulement.

R. Colin.

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE

La méthode des ombres, couramment utilisée en balistique, est moins connue en mécanique. Pour la mesure des vitesses d'écoulements discontinus où l'utilisation du tube de Pitot serait difficile et même impossible, la méthode de Boys se montre commode. Elle est basée sur le principe suivant (fig. 1) :

Supposons qu'une onde de compression se trouve sur le chemin d'un rayon lumineux émis par la source ponctuelle S, soit i l'angle d'incidence. Sur un écran E, la réfraction de ce rayon donnera en L un excès de lumière et en O une ombre. La figure voisine montre ce même rayon incident réfracté par une onde de dilatation; dans le second cas, $i < r'$ et la tache lumineuse se trouve à gauche de SO tandis que, dans le cas précédent, la tache correspondante se trouvait à droite.

La réalisation de ces ondes de compression et de dilatation est simple; elles peuvent être provoquées par un piston qui se déplace légèrement dans un tuyau ouvert à un bout. Une onde de compression, en sortant du tuyau, provoquera un léger vide derrière elle; il en résultera une onde de dilatation qui se propagera en sens inverse de la première.

Cette méthode présente les caractéristiques suivantes :

— Aucune pièce optique n'est nécessaire, ce qui fait que le champ utilisé peut être très grand;

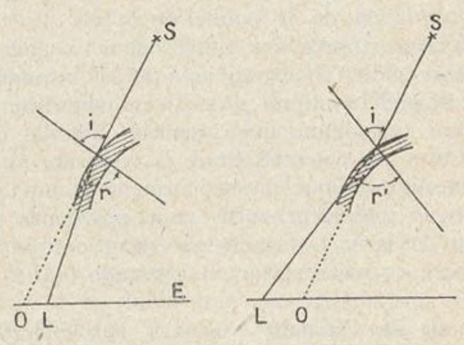


Fig. 1

— Toute l'intensité de la source lumineuse est utilisée et l'image observée résulte des variations d'indice de réfraction. La méthode des ombres montre le contour délimitant l'hétérogénéité considérée, les rayons qui ne traversent pas la surface de discontinuité sous l'incidence rasante ayant une déviation négligeable; enfin, par cette méthode, on obtient de grands contrastes, les lignes de discontinuité apparaissent par des oppositions d'ombre et de lumière. Pour obtenir des photographies très contrastées, il faut une source ponctuelle très brillante; elle est réalisée par une étincelle que provoque la décharge d'un condensateur.

Topler, en 1858, réalisa les premiers essais d'utilisation de l'étincelle électrique. Parallèlement à Mach et Salcher, de Boys, en 1893, met au point, à Londres, la méthode qui porte son nom. Les premiers, en 1887, avaient publié les premières photographies relatives à des études de balistique. En France, citons, entre autres, les travaux de l'ingénieur en chef Nicolau, réalisés en 1919 à la *Section Technique de l'Artillerie*, et, plus récemment, ceux que l'ingénieur militaire Tesson a effectués au *Service de Recherches de l'Armement.*

La netteté des images étant fonction de la dimension de la source lumineuse, ce fut un grand progrès lorsqu'en 1928 le Docteur Quayle décrivit son éclateur dans le *Mémorial de l'Artillerie française*. Il est constitué de deux électrodes en aluminium; une pièce en bakélite, dont la forme est indiquée sur la fig. 2, leur sert de guide; l'étincelle sort par le trou axial de l'isolant. Cet éclateur s'use vite, son démontage et son remontage sont délicats.

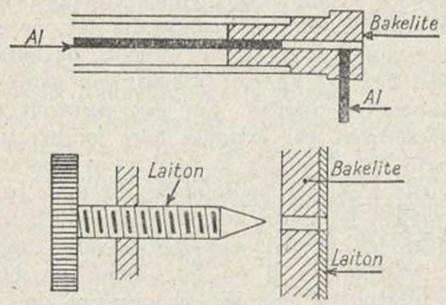


Fig. 2

La solution définitive fut donnée par l'ingénieur en chef Libessart; c'est l'éclateur fourni actuellement par les *Etablissements Seguin* avec le stroborama. Les deux électrodes sont constituées par une vis en laiton et par une plaque du même métal qui repose sur un isolant en bakélite. L'étincelle sort par un trou dont le diamètre est inférieur à 0,5 mm. Le montage, le réglage de l'éclateur sont des opératons simples et le bon fonctionnement de l'appareil est assuré si l'on a soin d'éliminer toute trace d'oxydation de la pointe de la vis.

Cet éclateur trouve son emploi dans la cinématographie ultra-rapide (photographie à $1{,}10^{-9}$ seconde); dans ce cas, on préfère utiliser une vis en magnésium ou en aluminium qui donne une première étincelle du train d'éclairs avec un potentiel élevé; la résistance au passage de l'étincelle diminue immédiatement et un potentiel inférieur au précédent suffit pour provoquer la suite du train d'éclairs. Les pointes d'argent ont été essayées sans succès, ce métal offrant une grande facilité à l'oxydation.

La tenue de l'éclateur Libessart aux étincelles peut être renforcée en plaçant dans le trou de la bakélite un petit tube de quartz réalisé facilement au chalumeau. Enfin, si l'on veut une source ponctuelle monochromatique, on utilisera une vis en magnésium qui donne une radiation dont la longueur d'onde est égale à 3834 Å.

⁂

Examinons succinctement les lois auxquelles obéissent les phénomènes à observer. Rappelons que pour une évolution adiabatique, on a :

$$pv\gamma = \mathrm{C}^{te} \quad \text{avec} \quad \gamma = \frac{\mathrm{C}_p}{\mathrm{C}_v}$$

Pour que deux fluides compressibles puissent donner des transformations statiques adiabatiques semblables, ils doivent suivre la même loi de compressibilité : il faut que le coefficient γ soit constant. Dans le cas d'écoulements, la vitesse intervenant, les effets d'inertie et de compressibilité devront rester dans le même rapport. Le nombre de Mach, *M*, devra rester constant; il est défini par l'égalité suivante :

$$\mathrm{M} = \mathrm{V}/a$$

V représente une vitesse quelconque et *a* représente la vitesse du son. Dans les fluides incompressibles, la vitesse du son est infinie et le nombre de Mach est nul.

Deux cas peuvent se présenter : $M < 1$ ou $M > 1$.

Dans le premier cas, un obstacle en mouvement dans un fluide compressible au repos provoque une zone perturbée qui ne sort pas de l'onde initiale C.

Dans le second cas, l'obstacle est toujours en avant des ondes successives dont la vitesse est toujours égale à la vitesse du son et on observe un véritable sillage qui constitue l'onde de choc. L'angle de sillage varie comme l'inverse de la vitesse. Les ondes de choc peuvent rester stationnaires, c'est le cas d'un fluide à vitesse supersonique rencontrant un obstacle. Au passage d'une onde de choc stationnaire, un courant fluide voit sa vitesse brusquement réduite; en même temps, sa pression et sa température augmentent, l'onde de choc est une véritable discontinuité. En appelant α le demi-angle au sommet du cône, on a l'égalité :

$$\sin \alpha = a/\mathrm{V}$$

l'angle α est appelé angle de Mach.

On a donc deux sortes d'écoulements : ceux dont le régime est subsonique, et ceux qui ont une vitesse supersonique.

La prépondérance de la vitesse du son peut surprendre et nous allons avec Prandlt essayer de l'expliquer.

Reprenons le tuyau dans lequel nous provoquions plus haut des ondes de dilatation et de compression et supposons que l'augmentation de pression se propage dans la masse gazeuse au repos.

Soit *c* la vitesse de l'augmentation de pression; le gaz qui a été comprimé par le piston doit posséder en amont de l'onde de pression une vitesse *v*; les vitesses *v* et *c* sont dirigées, bien entendu, dans la même direction :

1° L'onde dont la largeur est supposée égale à *b* voit sa masse spécifique varier de ρ_0 à ρ_1 lorsqu'elle passe en un point quelconque. Le temps correspondant est :

$$\tau = b/c$$

l'accroissement de masse qui se produit pendant l'unité de temps est égal à :

$$\mathrm{S}\,(\rho_1 - \rho_0)\,c$$

Cet accroissement de masse est produit par la masse $S\ \rho_1\ v$ venant du domaine amont, comprimé pendant l'unité de temps, ce qui donne :

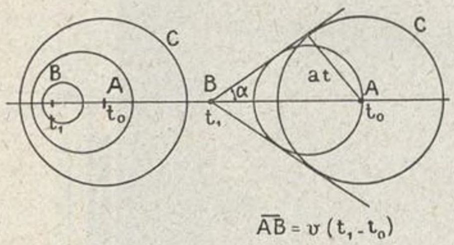
$$\rho_1 v = (\rho_1 - \rho_0)\,c$$

2° Ecrivons maintenant le théorème fondamental de la dynamique (force résultante $=$ masse $\times$ accélération).

Dans le domaine de l'onde, la vitesse augmente dans le temps de 0 à v l'accélération moyenne résultante sera :

$$\frac{v}{t} = \frac{v.c}{b}$$

A chaque instant, la masse à accélérer est : $\rho m\ Sb$ où ρm est la masse spécifique moyenne.



M < 1 M > 1

Fig. 3

La force résultante est :

$$S\ (p_1 - p_0)$$

On a donc la relation :

$$\rho_m v c = p_1 \text{-} p_0$$

$p_1 - p_0$ étant supposé faible, $\rho_1 - \rho_0$ le sera aussi. Dans (1) on peut remplacer ρ_1 par ρm ; si on divise (2) par (1), on obtient :

$$c^2 = \frac{p_1 - p_0}{\rho_1 - \rho_0}$$

On voit que le second membre ne dépend que de la loi de compressibilité du gaz; on le remplace par le quotient $dp/d\rho$ et on peut écrire :

$$c^2 = dp/d\rho$$

La vitesse de propagation de faibles variations de pression est indépendante de la grandeur de la variation de pression et de la largeur de l'onde.

De faibles changements de pression peuvent se succéder sans se gêner mutuellement; le son consiste en de telles suites de changement de pression et on nommera C la vitesse du son. On aura en régime adiabatique :

$$\frac{dp}{d\rho} = \gamma \cdot \rho^{\gamma - 1} = \frac{\gamma p}{\rho}$$

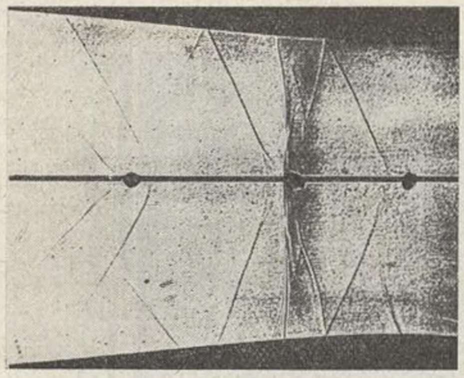


Fig. 4

Cette dernière formule donne des résultats qui concordent avec les résultats expérimentaux.

Nous avons réalisé figure 4 une photographie montrant la discontinuité due au passage de la vitesse subsonique à la vitesse supersonique d'un écoulement dans une tuyère. Au col la vitesse du son est atteinte, en amont le régime est subsonique et aucune onde de choc n'est provoquée par l'obstacle; en aval du col, au contraire, tous les obstacles provoquent une onde du choc que les parois de la tuyère réfléchissent. Remarquons les ondes de choc qui se croisent au col; elles résultent de faibles changements de pression qui se succèdent en provoquant des déplacements désordonnés d'ondes de choc qu'on retrouve à l'autre extrémité de la tuyère où l'écoulement redevient subsonique.

⁂

Ces notions rappelées, voyons maintenant le problème qui nous occupe. Nous nous sommes proposé de mesurer la vitesse des gaz d'échappement d'un moteur à deux temps. Nous avons utilisé un moteur de motocyclette d'une puissance de 3 ch. environ; la première phase de notre travail consistait à étudier qualitativement la vitesse des gaz rejetés directement du moteur, sans tuyau d'échappement; une seconde phase doit nous renseigner sur l'influence de la longueur du tuyau d'échappement.

Pendant nos expériences, la vitesse du moteur était maintenue entre 3.000 et 3.200 tr/mn; il était alimenté avec de l'essence contenant 5 % d'huile. Nous avons utilisé le *stroborama Seguin* que nous ne décrivons pas, son usage assez fréquent en mécanique en faisant un instrument bien connu des ingénieurs. Signalons cependant que nous avions réalisé un montage donnant un éclair pour une position choisie du piston de notre moteur.

Nous avons obtenu dans ces conditions une série de photographies depuis l'ouverture jusqu'à la fermeture de l'échappement. De cette série, nous avons extrait les photographies suivantes :

Nous avons dessiné, à gauche de chaque cliché, les positions relatives des lumières et du piston. La figure 5 montre le commencement de l'échappement. Un obstacle est situé immédiatement à la sortie des gaz; nous avons choisi une extrémité demi-sphérique afin de faire apparaître plus sûrement l'onde de choc qui, dans ce cas, serait très aplatie. De l'examen du cliché, on peut dire que dans les conditions expérimentales définies ci-dessus, l'écoulement n'est pas supersonique, il est tourbillonnaire. Bien entendu, les figures 6 et 7 qui montrent diverses phases de l'ouverture de l'échappement ne peuvent mettre en évidence autre chose qu'un écoulement subsonique avec un mélange de tourbillons puisque la largeur du col que forme l'échappement croît à chaque instant. Pendant toute la durée de l'ouverture, l'évacuation des gaz brûlés s'effectue sans jamais montrer que cet écoulement provoque un vide.

Les figures 8, 9 et 10 montrent diverses phases de la fermeture d'échappement.

L'évacuation des gaz brûlés continue, aucune onde de choc n'est visible sur la figure 10 et le régime est toujours inférieur à la vitesse du son. L'écoulement est constitué par un mélange de tourbillons.

On peut expliquer la formation de ces tourbillons de la manière suivante : soit une arête vive perpendiculaire au sens de propagation d'un écoulement; cette arête provoque une surface de discontinuité et à sa partie supérieure on constate une surpression suivie d'une dépression; si le fluide était sans frottement, au droit de l'arête, la vitesse serait très grande, mais on constate que la vitesse diminue très vite avec formation d'un tourbillon. On peut schématiser la formation des tourbillons et de la surface de discontinuité de la manière suivante : (fig. 11) l'arête provoque une surpression, puis le fluide de cette région se met en mouvement vers une zone

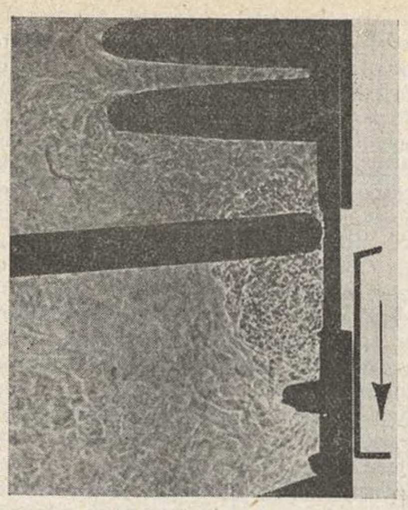


Fig. 5

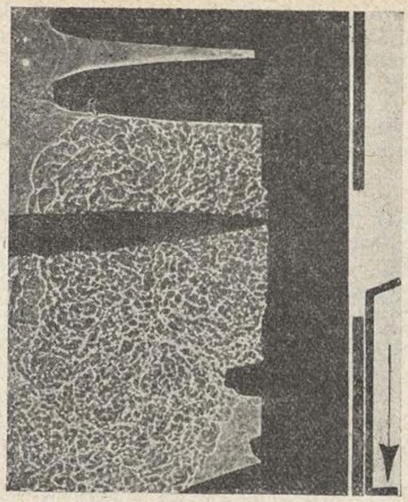


Fig. 6

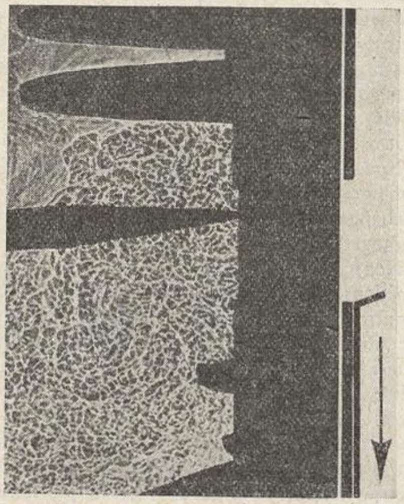


Fig. 7

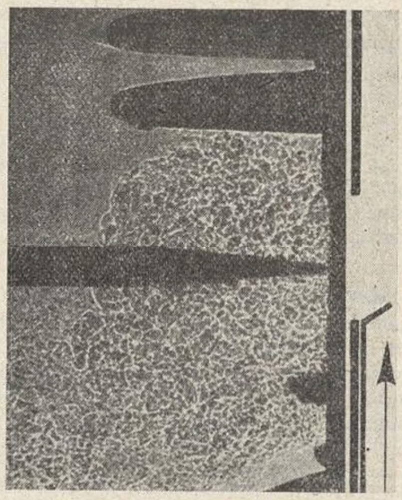


Fig. 8

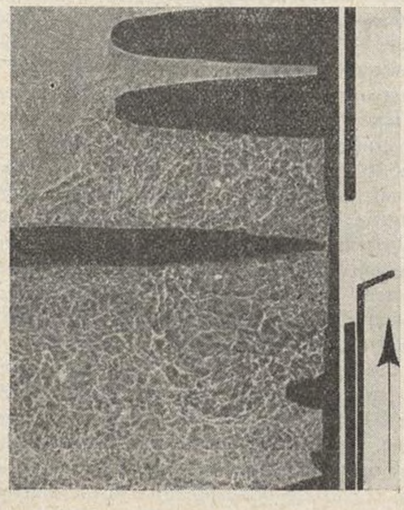


Fig. 9

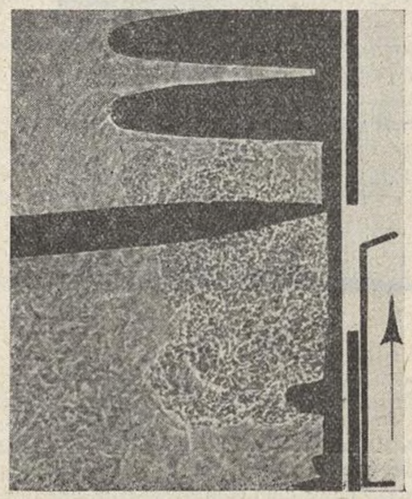


Fig. 10

de dépresion et le premier tourbillon est amorcé; le mouvement allant de la supression à la dépression se généralise et donne naissance à une suite de tourbillons qui grossissent pour arriver à un mélange de tourbillons de toutes dimensions. Nous retrouvons cette arête dans notre moteur (fig. 12), elle constitue les lumières de l'échappement et, par le même processus exposé ci-

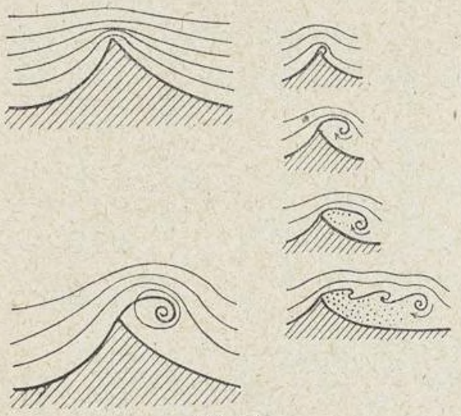


Fig. 11

dessus, il se forme un mélange de tourbilons qu'on voit nettement sur certains clichés.

Si même la vitesse était supersonique, ces tourbillons existeraient entre la veine et l'air ambiant puisque la veine n'est pas guidée. La formation de ces tourbillons entraînerait une dégradation notable d'énergie qui amènerait très rapidement l'écoulement à un régime subsonique tout au moins pour des ouvertures d'échappement suffisamment grandes.

Cependant, cette dégradation d'énergie laisserait visible le sommet de l'onde de choc si l'écoulement était supersonique.

⁂

Ce travail sera complété d'une étude par cinématographie ultra-rapide du commencement de l'échappement;

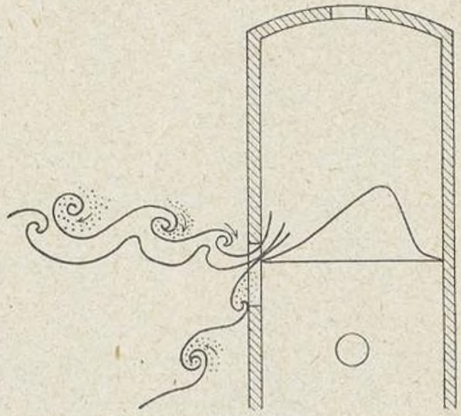


Fig. 12

et nous nous proposons ensuite de guider la veine par des tuyaux d'échappement de longueur variable.

En conclusion, la méthode des ombres montre que, dans le cas d'une veine non guidée, la vitesse d'échappement des gaz d'un moteur deux temps est subsonique, sous réserve qu'une étude cinématographique ultra-rapide du commencement de l'échappement confirme les résultats de ce premier travail.

Sevault.

Dépôt légal, 1^me trim. 1946, n° 154. Impr. spéciale de Mesures, 19, rue des Saints-Pères