

Zeitschrift: Bulletin technique de la Suisse romande
Band: 84 (1958)
Heft: 9

Artikel: Étude d'un propulseur de fusée à l'hydrogène
Autor: Brocher, Éric
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-63491>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 05.05.2025

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

BULLETIN TECHNIQUE DE LA SUISSE ROMANDE

paraissant tous les 15 jours

ORGANE OFFICIEL

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

COMITÉ DE PATRONAGE

Président: J. Calame, ing. à Genève
Vice-président: † G. Epitoux, arch. à Lausanne
Membres:
Fribourg: H. Gicot, ing.; M. Waeber, arch.
Genève: Cl. Groscurin, arch.; E. Martin, arch.
Neuchâtel: J. Béguin, arch.; R. Guye, ing.
Valais: G. de Kalbermatten, ing.; D. Burgener, arch.
Vaud: A. Chevalley, ing.; A. Gardel, ing.; E. d'Okolski, arch.;
Ch. Thévenaz, arch.

CONSEIL D'ADMINISTRATION

de la Société anonyme du « Bulletin technique »
Président: A. Stucky, ing.
Membres: M. Bridel; R. Neeser, ing.; P. Waltenspuhl, arch.
Adresse: Ch. de Roseneck 6, Lausanne

RÉDACTION

D. Bonnard, ing.
Rédaction et Edition de la S. A. du « Bulletin technique »
Tirés à part, renseignements
Adresse: Case Chauderon 475, Lausanne

ABONNEMENTS

1 an	Suisse Fr. 26.—	Etranger. . Fr. 30.—
Sociétaires	» » 22.—	» . . » 27.—
Prix du numéro	» » 1.60	

Chèques postaux: « Bulletin technique de la Suisse romande »,
N° II. 87 75, Lausanne.
Adresser toutes communications concernant abonnement, changements
d'adresse, expédition, etc., à: Imprimerie La Concorde, Terreaux 29,
Lausanne

ANNONCES

Tarif des annonces:
1/1 page Fr. 275.—
1/2 » » 140.—
1/4 » » 70.—
1/8 » » 35.—

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



SOMMAIRE

Etude d'un propulseur de fusée à l'hydrogène, par Eric Brocher, ing. dipl. E.P.F., Institut d'aérodynamique de l'E.P.F., Zurich
Les travaux d'art des autoroutes, par P. Soutter, ingénieur, Zurich
Nécrologie: Paul Schmidhauser, ingénieur
Les Congrès: V^e congrès de l'Union internationale des architectes. — Société de Mécanique des sols et des travaux de fondation
Documentation générale. — Documentation du bâtiment. — Service de placement
Supplément: « Bulletin S.I.A. » N° 16

623.454.3 - 6

ÉTUDE D'UN PROPULSEUR DE FUSÉE A L'HYDROGÈNE¹

par ÉRIC BROCHER, ing. dipl. E.P.F., Institut d'aérodynamique de l'E.P.F., Zurich

1. Introduction

Les grands progrès réalisés ces dernières années en matière de fusées rendent de plus en plus difficile la distinction entre le possible et l'impossible. Ce qui paraissait hier encore pure fiction entre aujourd'hui dans le domaine de la réalisation technique.

Le propulseur étudié ici fait précisément partie de ce domaine que certains considéreront comme d'avant-garde, d'autres comme utopique. Mais l'emploi de l'hydrogène pur comme propulsif offre de telles possibilités qu'il semble intéressant d'étudier le problème du point de vue théorique, même si les difficultés de réalisation pratique paraissent pour l'instant extrêmement difficiles à surmonter². N'est-on pas parvenu tout récemment à produire de l'azote atomique N_1 à basse température? Bien que cette production soit faite dans

des conditions très spéciales et en très petites quantités, elle marque un grand progrès: il y a quelques années, elle semblait impossible.

A titre de comparaison, on a étudié également dans cet article un propulseur à l'hélium.

2. Généralités sur la propulsion par fusée

L'équation bien connue de la fusée se déplaçant dans le vide et n'étant soumise à aucune force de gravitation est

$$(1) \quad V = c_2 \cdot \ln \frac{m_0}{m}$$

où

m_0 = masse initiale de la fusée (kg);
 m = masse momentanée de la fusée;
 c_2 = vitesse de sortie de la masse expulsée;
 V = vitesse momentanée de la fusée.

On voit que deux facteurs jouent un rôle pour l'obtention de grandes vitesses finales de la fusée:

1^o le rapport de masse m_0/m_f

où

m_f = masse de la fusée en fin de combustion.

¹ Etude effectuée à l'Institut d'aérodynamique de l'E.P.F., sous la direction du professeur J. Ackeret.

² J. ACKERET: *Zur Theorie der Raketen*. Helv. Phys. Acta 22.2.1946.

R. HÜRLIMANN: *Thermodynamique de l'hydrogène avec dissociation prise en considération*. Communication interne de l'Institut d'aérodynamique de l'E.P.F. (1950).

I. SÄNGER-BREDT: *Communication sur la propulsion à l'hydrogène*, présentée au Congrès des astronautes, à Zurich (1954).

Afin que ce rapport soit le plus grand possible, on allège la cellule et l'appareillage de la fusée au maximum ; la plus grande partie de celle-ci doit être consommable (carburant).

La fusée à plusieurs étages a permis l'obtention « artificielle » de très grands rapports de masse, en abandonnant dans l'espace les parties ayant achevé leur travail de propulsion.

2° la vitesse d'éjection c_2

La vitesse de sortie d'un gaz à la sortie d'une tuyère est donnée par

$$(2) \quad c_2 = \sqrt{2(i_0 - i_2)}$$

où
 i_0 = enthalpie du gaz dans la chambre de combustion en J/kg ;
 i_2 = enthalpie du gaz à la sortie de la tuyère

$$\left(1 \text{ J/kg} = 1 \frac{\text{Nm}}{\text{kg}} = 1 \frac{\text{kgm}}{\text{s}^2} \frac{\text{m}}{\text{kg}} = 1 \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2}\right).$$

Pour que la vitesse d'éjection soit grande, il faut que la chute d'enthalpie soit grande. Cela n'est autre que la loi d'énergie : l'énergie calorifique est transformée en énergie cinétique.

D'une manière générale, la différence d'enthalpie s'écrit

$$(3) \quad i_0 - i_2 = \int_{T_2}^{T_0} \frac{\mathcal{L}_p}{M} dT$$

où
 $\mathcal{L}_p$ = chaleur spécifique par kilogrammemole (J/Mole deg.) ;
 M = masse d'une kilogrammemole (kg/Mole).

On voit que, en admettant la température T_0 comme donnée, deux facteurs jouent un rôle pour l'obtention de grandes vitesses d'éjection :

a) la masse spécifique M

Celle-ci doit être petite. L'hydrogène, premier élément du tableau de Mendéléeff est donc très favorable, son poids atomique étant le plus faible.

b) la chaleur spécifique $\mathcal{L}_p$ à pression constante

Pour le gaz idéal, elle est donnée par

$$(4) \quad \mathcal{L}_p = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \mathcal{R}$$

où
 $\gamma = \frac{\mathcal{L}_p}{\mathcal{L}_v}$ = exposant adiabatique réversible.

$\mathcal{R}$ = constante universelle du gaz idéal.

$\mathcal{R} = 8300 \text{ J/Mole deg.}$

La valeur de γ dépend du nombre d'atomes par molécule :

$$\begin{aligned} \gamma &= 1,66 \text{ pour les gaz monoatomiques ;} \\ &= 1,40 \text{ » » » diatomique ;} \\ &= 1,30 \text{ » » » triatomiques.} \end{aligned}$$

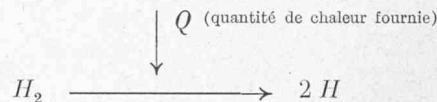
La chaleur spécifique $\mathcal{L}_p$ croît lorsque γ se rapproche de la valeur 1, c'est-à-dire qu'elle augmente avec le nombre d'atomes par molécule.

Pour les gaz réels, les chaleurs spécifiques ne sont plus données par des relations aussi simples. Des phénomènes physiques, dus à l'augmentation du nombre de degrés de liberté, transforment le comporte-

ment du gaz et les chaleurs spécifiques cessent d'être constantes. Si les gaz monoatomiques suivent sensiblement les lois régissant le gaz idéal, les gaz moléculaires par contre s'en éloignent complètement aux températures élevées.

3. Dissociation de l'hydrogène

L'état stable de l'hydrogène à température normale est la forme moléculaire H_2 . Si l'on élève suffisamment sa température, il commencera à se dissocier. En le chauffant encore, il passera progressivement de l'état moléculaire à l'état atomique.



Pour dissocier le gaz, une certaine énergie est requise et les chaleurs spécifiques augmentent considérablement. Alors que la vaporisation et la sublimation s'effectuent à des températures constantes, la dissociation se produit au fur et à mesure de l'augmentation de température ; le degré de dissociation α dépend non seulement de la température mais aussi de la pression. Il est défini de la manière suivante :

1 Mole de H_2 devient $(1-\alpha)$ Mole de H_2 + 2α Mole de H_1 .

Le pourcentage de Mole de H_1 est donc donné par

$$\frac{n_{H_1}}{n_{H_1} + n_{H_2}} = \frac{2\alpha}{1+\alpha}$$

et celui de H_2 par

$$\frac{n_{H_2}}{n_{H_1} + n_{H_2}} = \frac{1-\alpha}{1+\alpha}.$$

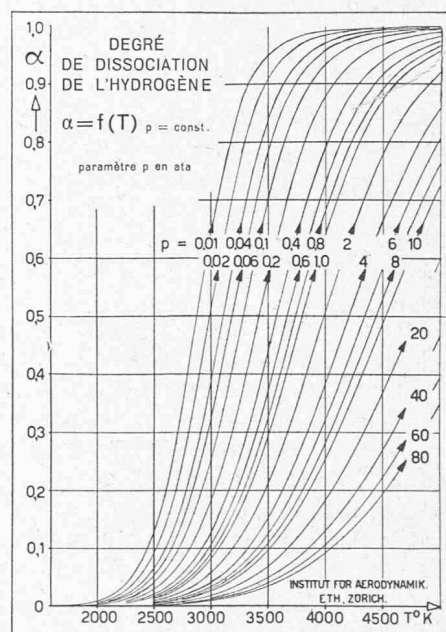


Fig. 1. — Degré de dissociation α en fonction de la température T ; pression p comme paramètre.

$$\left(1 \text{ ata} = 1 \frac{\text{kg}^*}{\text{cm}^2} = 9,81 \frac{\text{N}}{\text{cm}^2} = 0,981 \text{ bar}\right).$$

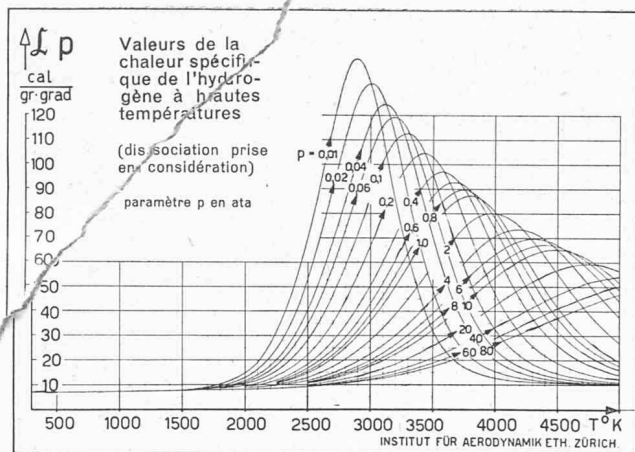


Fig. 2. — Chaleur spécifique moléculaire Δf_p de l'hydrogène aux hautes températures (dissociation prise en considération); pression p comme paramètre.

$$\left(1 \frac{\text{cal}}{\text{mol grad}} = \frac{4185 \text{ J}}{\text{Mole deg}}\right)^1$$

Comme le montre la figure 1, la dissociation s'effectue pour des températures moins élevées lorsque la pression est faible, et cela de manière plus rapide. Les chaleurs spécifiques dépendent fortement de la température et de la pression (fig. 2); les variations sont plus grandes aux faibles pressions. Pour les températures plus élevées, lorsque l'hydrogène est complètement dissocié, celui-ci se comporte sensiblement comme un gaz idéal ($\Delta f_p = \text{constant}$).

Comme c'est bien souvent la température maximum qui est limitée pour raison de résistance des matériaux, la dissociation est un phénomène aux conséquences positives, car elle permet d'obtenir une enthalpie beaucoup plus grande pour une température donnée.

4. Forme du propulseur

La partie déterminante pour la poussée du propulseur est le diffuseur de la tuyère. La vitesse du gaz étant supersonique dans celui-ci, on a un gradient de pression négatif; la tendance au décollement de la couche limite est donc beaucoup plus faible que dans un diffuseur subsonique et l'on peut choisir un demi-angle d'ouverture assez grand (20°).

5. Loi d'impulsion

En posant

$$K_\alpha = \text{poussée (N)}^2$$

$$S_\alpha = \text{résultante des courants d'impulsion}$$

$$P_\alpha = \text{résultante des pressions}$$

la loi d'impulsion s'écrit

$$(5) \quad K_\alpha = P_\alpha - S_\alpha.$$

On obtient pour le diffuseur choisi (fig. 3), en négligeant les effets de viscosité et des chocs de compression

$$(5a) \quad K_\alpha = p_2 F_2 + 0,938 \cdot (\rho_2 c_2^2 F_2)$$

$$\text{ou } F_2 = \text{surface à la sortie (m}^2\text{)}.$$

¹ Sur les figures, gr correspond à molécule gramme (mol).

² 1 Newton = 1 N = 0,102 kg* (kilo-force).

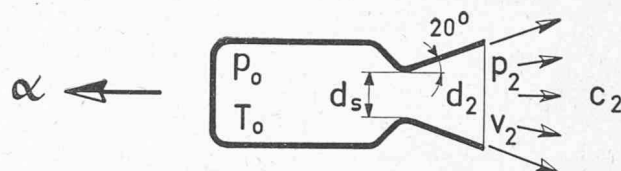


Fig. 3. — Tuyère du propulseur.

p_0 = pression initiale
 T_0 = température initiale
 d_s = diamètre du col sonique
 d_2 = diamètre de sortie

p_2 = pression de sortie
 $v_2 = 1/\rho_2$ = volume spécifique de sortie
 c_2 = vitesse de sortie

On perd donc environ 6 % de la poussée due aux courants d'impulsion, cela à cause de l'angle d'ouverture du diffuseur : les courants d'impulsion ne sont pas purement axiaux. Le choix d'un grand angle d'ouverture à l'avantage de réduire la longueur du diffuseur pour une chute de pression donnée, mais la poussée s'en trouve diminuée. Pour remédier à cet inconvénient, on peut substituer au cône une tuyère, profilée de manière telle, que la sortie des gaz soit purement axiale.

L'impulsion donnée par la masse de gaz éjectée par unité de temps (impulsion spécifique) sera

$$(5b) \quad \frac{K_\alpha}{\rho_2 c_2 F_2} = \frac{p_2 v_2}{\sqrt{2(i_0 - i_2)}} + 0,938 \cdot \sqrt{2(i_0 - i_2)}.$$

L'impulsion spécifique a les dimensions d'une vitesse ($\frac{\text{m}}{\text{s}}$) et est déterminante pour la qualité d'un système de propulsion.

6. Fusée à l'hélium

On peut considérer l'hélium comme un gaz idéal, celui-ci étant monoatomique.

En introduisant les relations

$$p_2 v_2 = R T_2$$

$$2(i_0 - i_2) = 2c_p(T_0 - T_2) \quad \left(c_p \text{ en } \frac{\text{J}}{\text{kg deg}}\right)$$

$$T_2/T_0 = (p_2/p_0)^{\gamma-1/\gamma} \equiv \pi^{\gamma-1/\gamma}$$

on obtient

$$(5c) \quad \frac{K_\alpha}{\rho_2 c_2 F_2} = \frac{R T_0 \pi^{\gamma-1/\gamma}}{\sqrt{2c_p T_0 (1 - \pi^{\gamma-1/\gamma})}} + 0,938 \sqrt{2c_p T_0 (1 - \pi^{\gamma-1/\gamma})}.$$

Le diagramme de gauche de la figure 4 donne l'impulsion spécifique en fonction de la température initiale T_0 et du rapport d'expansion π . Pour un gaz idéal donné, seuls ces deux paramètres jouent un rôle pour la grandeur de l'impulsion spécifique. La vitesse de sortie maximum $c_{2\text{max}}$, obtenue par une expansion complète est également représentée sur le diagramme.

Comme source de chaleur, on pourrait prendre un réacteur atomique. Bien que les réacteurs actuels ne dépassent pas 1000° K, on peut espérer des progrès dans ce domaine.

PROPULSEURS A HÉLIUM OU HYDROGÈNE avec réacteur nucléaire

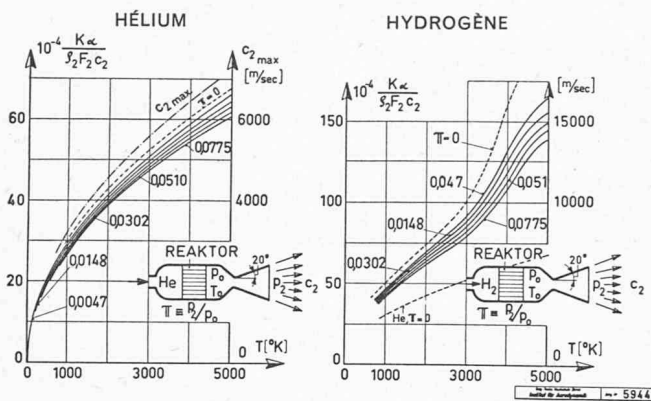


Fig. 4. — A gauche : Impulsion spécifique d'un propulseur à l'hélium en fonction de la température ; rapport d'expansion π comme paramètre. Réacteur nucléaire comme source de chaleur.
A droite : item pour un propulseur à l'hydrogène ; dissociation prise en considération ; réassociation selon équilibre chimique.

Pour le gaz idéal, on peut calculer le rapport d'expansion en fonction du rapport de la section sonique du col, à celle de sortie. Pour les gaz monoatomiques on a :

F_s/F_2	d_s/d_2	p_2/p_0
0,1	0,316	0,0047
0,2	0,448	0,0148
0,3	0,548	0,0302
0,4	0,633	0,0510
0,5	0,708	0,0775

En considérant le diagramme de la figure 4 et la table ci-dessus, on voit qu'il n'est pas opportun de choisir un rapport d'expansion trop petit, car on n'obtient qu'un faible gain théorique d'impulsion spécifique pour un agrandissement considérable de la section de sortie ; les pertes dues au frottement seraient augmentées par la longueur du diffuseur et pourraient alors surpasser ce gain.

D'autre part, on ne peut détendre complètement un gaz de manière dirigée ; en effet, lorsque la densité diminue, le parcours libre moyen des molécules croît et lorsque celui-ci ne sera plus négligeable par rapport aux dimensions de la tuyère (environ un centième du diamètre de sortie) le jet cessera d'être convenablement dirigé.

Connaissant l'impulsion spécifique, il est facile de calculer la poussée.

Exemples :

Pour une pression $p_0 = 5 \text{ bar}^1$ et une température $T_0 = 5000^\circ \text{K}$, une surface de sortie $F_2 = 1 \text{ m}^2$ et un rapport de pression $\pi = 0,0047$ on obtient une poussée de $7600 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$ (voir note 2, page 163).

La force $K\alpha$ est directement proportionnelle à la pression p_0 ; si on laisse les autres paramètres constants, on obtient donc pour une pression de 250 bar une poussée de $380 \text{ tonnes} \cdot \text{s}^{-1}$!

7. Fusée à l'hydrogène

Pour calculer les vitesses de sorties, on a utilisé un diagramme entropique dans lequel la dissociation a été prise en considération (voir fig. 5).

¹ 1 bar = $10^5 \text{ Nm}^{-2} = 1,02 \text{ kg} \cdot \text{cm}^{-2}$.

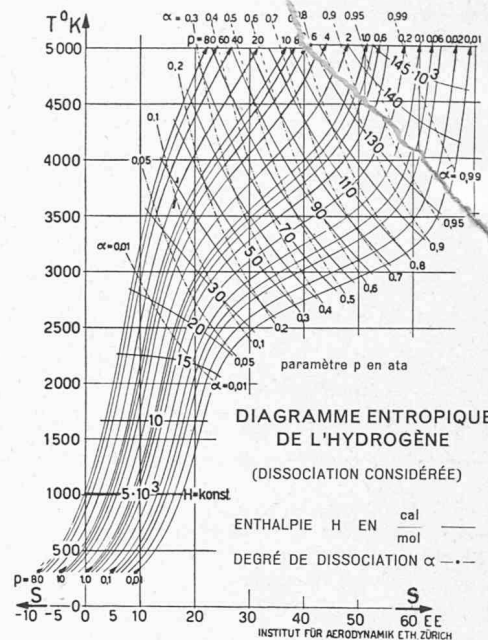


Fig. 5. — Diagramme entropique de l'hydrogène (dissociation prise en considération).

$H = i$ = enthalpie en cal/mol
 α = degré de dissociation
Pression p comme paramètre.
EE = unité d'entropie

Conditions initiales

Si l'on calcule les vitesses d'éjection en fonction des pressions et des températures initiales, on voit que pour une température donnée $T_0 = 5000^\circ \text{K}$, les faibles pressions sont plus avantageuses, ce qui est logique puisque le degré de dissociation est plus fort pour les pressions faibles. Pour les calculs on a choisi comme pression initiale

$$p_0 = 5 \text{ bar.}$$

Rapports d'expansion π

Ceux-ci doivent être choisis de telle façon que les rapports de sections soient raisonnables. Pour les gaz réels, il n'existe pas de relation explicite entre ces deux rapports. Pour un π donné, le rapport F_s/F_2 est un peu plus petit dans le cas de l'hydrogène mais il est encore tout à fait pratique et l'on a choisi les mêmes rapports d'expansion que pour l'hélium.

Le diagramme de droite de la figure 5 montre le net avantage que procure l'hydrogène. Pour les faibles températures, celui-ci donne déjà une plus grande impulsion spécifique puisque la masse moléculaire du H_2 est deux fois plus faible que celle de l'hélium. L'influence de la dissociation commence à se faire sentir vers 2000°K et atteint son effet maximum entre 3500°K et 4000°K . On remarque que, pour un rapport d'expansion donné, on perd relativement plus aux hautes températures en ne détendant pas complètement. Cela vient de ce que la dissociation à la sortie de la buse étant encore forte, on perd une importante partie de l'énergie de réassociation.

Comme source de chaleur, on a également prévu un réacteur.

Expansion avec état d'équilibre fixe ($\alpha = \text{constant}$)

Jusqu'ici on a considéré que la réassociation s'effectuait tout au cours de l'expansion pour maintenir

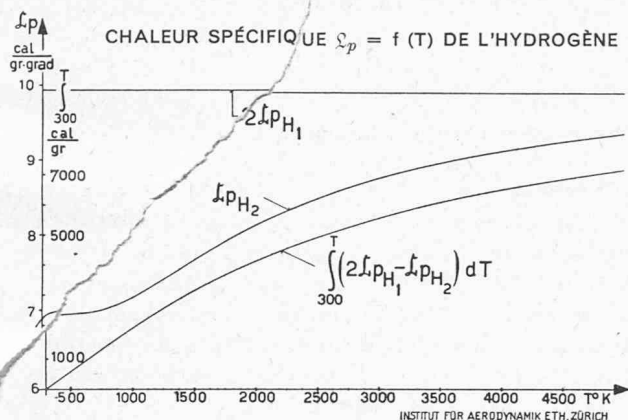


Fig. 6. — Chaleur spécifique $\mathcal{L}_p = f(T)$ de l'hydrogène

$$\left(\frac{\text{cal}}{\text{gr. grad}} \sim \frac{\text{cal}}{\text{mol grad}} \right).$$

l'équilibre chimique donné par la pression et la température. Cependant la réassociation exige un certain temps et celle-ci ne pourra s'effectuer complètement dans la tuyère si la vitesse des gaz est grande. Ce phénomène dépendra de la grandeur absolue de la tuyère, car

1° pour des tuyères géométriquement semblables, avec mêmes conditions initiales, le temps à disposition pour la réassociation sera supérieur dans la grande tuyère, puisque les vitesses seront les mêmes mais les distances plus importantes ;

2° dans la couche limite, la réassociation s'effectuera plus complètement et l'expansion dans une tuyère de petites dimensions tendra vers l'expansion avec équilibre chimique, l'importance relative de la couche limite y étant plus grande.

Ces deux effets agissent en sens contraire et il faudrait faire une étude précise pour voir dans quelle mesure ils jouent un rôle. On se contentera ici de calculer quelques exemples dans le cas limite où la réassociation n'a pas du tout lieu.

La chaleur spécifique du mélange d'hydrogène atomique H_1 et moléculaire H_2 est donnée par

$$(6) \quad \mathcal{L}_{pH_1 + H_2} = \frac{1}{1 + \alpha} \left\{ 2\alpha \mathcal{L}_{pH_1} + (1 - \alpha) \mathcal{L}_{pH_2} \right\}$$

où

$$\mathcal{L}_{pH_1} = \frac{5}{2} \mathcal{R}$$

$$\mathcal{L}_{pH_2} = f(T) \quad (\text{voir fig. 6}).$$

En utilisant la relation

$$\mathcal{L}_{pH_1 + H_2} - \mathcal{L}_{vH_1 + H_2} = \mathcal{R}$$

valable pour les pressions considérées, on peut calculer l'exposant adiabatique réversible.

$$\gamma_{H_1 + H_2} = \frac{\mathcal{L}_{pH_1 + H_2}}{\mathcal{L}_{vH_1 + H_2}}$$

qui varie tout au long de l'expansion.

Exemples :

a) avec forte dissociation

$$p_0 = 5 \text{ bar} = 5 \cdot 10^5 \frac{\text{N}}{\text{m}^2};$$

$$T_0 = 5000^\circ \text{K};$$

$$\alpha = 0,832;$$

$$\pi = 0,0047.$$

On obtient pour la vitesse de sortie $c_2 = 13\,160 \text{ m/s}$. Cette vitesse est de 20 % inférieure à celle obtenue avec réassociation.

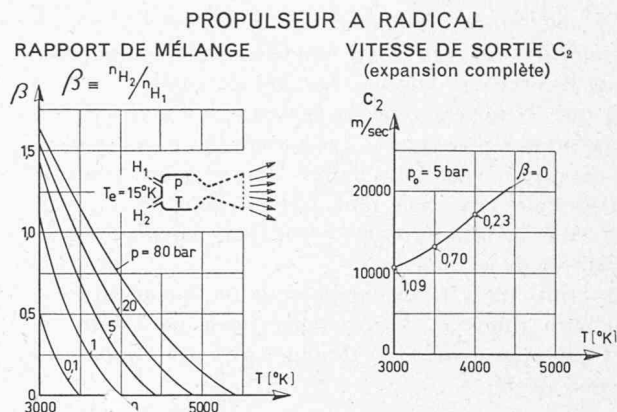


Fig. 7. — Propulseur à radical (chaleur d'association comme source d'énergie).

A gauche : rapport de mélange $\beta = \frac{n_{H_2}}{n_{H_1}}$ en fonction de la température ; pression p comme paramètre.

A droite : vitesse de sortie c_2 pour l'expansion complète en fonction de la température initiale T (avec rapport de mélange correspondant).

b) avec dissociation modérée

$$\begin{aligned} p_0 &= 80 \text{ bar}; \\ T_0 &= 5000^\circ \text{K}; \\ \alpha &= 0,350; \\ \pi &= 0,0047. \end{aligned}$$

On obtient $c_2 = 12\,330 \text{ m/s}$. La perte de vitesse n'est plus que de 13 %.

On voit donc que la non-réassociation du gaz a pour effet de diminuer la vitesse de sortie. Plus le degré de dissociation sera grand, plus cet effet sera marqué.

La chaleur d'association comme source d'énergie

Pour atteindre les hautes températures désirées (4000 à 5000° K), l'une des possibilités serait d'introduire dans la chambre de combustion un mélange adéquat de H_2 et de H_1 ; une certaine partie de H_1 se transformerait en H_2 en dégageant la chaleur d'association, chaleur qui chaufferait le mélange.

$$H_1 + H_1 = H_2 + 1,026 \cdot 10^5 \frac{\text{kcal}}{\text{Mole}} = H_2 + 4,28 \cdot 10^8 \frac{\text{J}}{\text{Mole}}.$$

L'association se poursuivrait jusqu'à ce que le degré de dissociation corresponde à l'état d'équilibre de la température atteinte.

Le rapport de mélange initial

$$\beta = \frac{n_{H_2}}{n_{H_1}}$$

peut être calculé en fonction de la température que l'on veut atteindre et de la pression. On obtient après quelques considérations sur les échanges de chaleur

(7)

$$\beta = \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{\alpha \left[\frac{2}{q} \int_{T_e}^T (\mathcal{L}_{pH_1} + \frac{1 - \alpha}{2\alpha} \mathcal{L}_{pH_2}) dT + 1 \right]} - 1 \right\}$$

où

α = degré de dissociation selon équilibre chimique pour la température T et la pression p ;

Q = chaleur d'association = $1,026 \cdot 10^5 \frac{\text{kcal}}{\text{Mole}}$

T_e = température d'entrée du mélange.

Le diagramme de gauche de la *figure 7* donne le rapport de mélange β en fonction de la température et de la pression dans la chambre de combustion. On voit que les fortes pressions permettent d'atteindre des températures plus élevées ; cela vient de ce que le degré de dissociation est plus faible lorsque la pression est plus grande ; ainsi une plus grande partie de H_1 introduit dans la chambre de combustion pourra s'associer et fournir de la chaleur.

β croît très fortement lorsque la température à atteindre diminue ; des températures de l'ordre de 2000° K pourraient être obtenues avec une faible proportion de H_1 .

Le diagramme de droite de la *figure 7* montre les vitesses de sortie que l'on peut atteindre en fonction de la température (resp. du mélange initial) pour une pression de 5 bar dans la chambre de combustion.

8. Conclusion

Si l'on compare les vitesses de sortie calculées dans cette étude aux vitesses de sortie aujourd'hui atteintes (environ 2300 à 2700 m/s), on voit l'énorme progrès que représenterait la réalisation d'un propulseur à l'hydrogène. Aussi n'est-il pas étonnant que l'Amérique ait investi dernièrement de très fortes sommes pour les recherches dans ce domaine.

LES TRAVAUX D'ART DES AUTOROUTES

par P. SOUTTER, ingénieur, Zurich

C'est dans une intention précise que le titre de ce bref exposé consacré aux ponts contient le terme « travaux d'art ». En effet, il me semble important de souligner dès le début que tout projet de pont doit être considéré à la fois comme un ouvrage technique et comme une œuvre d'art. C'est l'occasion pour l'ingénieur de mettre en valeur tous ses dons en cherchant, parmi toutes les solutions possibles, celle qui satisfait à la fois aux exigences esthétiques, techniques et économiques. Je dirai même que l'ingénieur doit être tout d'abord son propre architecte, car la collaboration d'un ingénieur et d'un architecte dans ce domaine n'est à mon avis pas fructueuse. C'est un peu comme si l'architecte devait s'adjoindre un artiste peintre pour lui dessiner ses façades. L'ingénieur doit donc sentir son pont mûrir sous son crayon. Ce n'est qu'après avoir — comme l'artiste, comme le peintre — esquissé après bien des essais un pont qui soit adapté au paysage et aux conditions techniques et économiques qu'il doit commencer ses calculs de stabilité et de résistance. Le pont est la carte de visite de l'ingénieur. C'est par lui que l'ingénieur a la possibilité de réaliser la synthèse de ses dons et qualités. Il faudrait du reste la durée d'une conférence pour développer ce thème.

Les ponts ont pour les routes et pour le paysage une importance au moins aussi grande que les réalisations architecturales dans nos cités. Des sommes souvent considérables sont dépensées, du reste à juste titre, pour une recherche architecturale, pour l'esthétique d'une façade, par exemple, alors que le bâtiment rendrait les mêmes services avec une simple façade en damier, en béton brut de décoffrage. Pour les mêmes raisons, il est nécessaire de ne pas établir un projet de pont uniquement d'après des critères techniques et économiques mais de choisir la solution qui s'harmonise le mieux avec le paysage et l'esthétique de la route tout en observant un juste équilibre avec les critères techniques et économiques, qui ne doivent toutefois pas être seuls déterminants. Du reste, l'évolution de ces dernières années et les possibilités qu'offre actuellement le béton précontraint ont prouvé que généralement la solution esthétique est en même temps la solution technique et économique la plus rationnelle.

Je voudrais essayer de dégager en quelques mots certains principes généraux qui devraient être à la base des projets de ponts de nos futures autoroutes :

1. Les ponts, ainsi que les passages inférieurs et supérieurs, doivent être conçus de manière à découper une surface minimum dans le paysage.
2. Les ouvrages d'art doivent être sobres de ligne, avec aussi peu d'arêtes que possible.
3. Les ouvrages, en particulier les passages supérieurs, doivent laisser le maximum de visibilité aux usagers de la route.
4. Les ouvrages ne doivent pas provoquer un rétrécissement psychologique de la route qu'ils franchissent.
5. Les ouvrages sont partie intégrante de la route et doivent suivre strictement son tracé, même s'il en résulte des biais considérables ou s'ils doivent être construits dans une combe.
6. Pour une route dans la même région, les ouvrages doivent observer une certaine unité de doctrine dans leur conception, afin de contribuer à donner un caractère architectural homogène à la route dans cette région.
7. Dans la plupart des cas, un modèle à une échelle suffisante sera nécessaire pour juger l'équilibre des masses du pont dans l'espace.
8. Ces bases étant respectées, l'ouvrage sera dimensionné et construit en tenant compte des derniers progrès de la technique aussi bien pour la superstructure que pour les fondations et en appliquant en particulier les expériences faites avec le béton précontraint.
9. Les calculs statiques devront tenir compte des conditions réelles de l'ouvrage. Dans les cas particuliers, par exemple pour des biais très accentués, un essai sur modèle réduit sera souvent indispensable. Seul cet essai sur modèle, combiné avec les calculs statiques, permettra, souvent, un dimensionnement exact et économique de l'ouvrage.
10. L'exécution de l'ouvrage sera surveillée par l'auteur du projet, afin d'offrir toute garantie que ses intentions et prescriptions sont bien respectées. Une surveillance sévère de l'exécution permettra d'admettre des contraintes élevées. En particulier, les agrégats ne seront livrés qu'en trois composants et mélangés sous contrôle au poids sur le chantier, avec une installation automatique ou semi-automatique appropriée.

Les principes généraux contenus dans ces dix commandements du constructeur de pont peuvent être illustrés par quelques exemples.

L'Inspectorat fédéral des travaux publics a fait établir des types normaux de passages supérieurs et inférieurs pour les autoroutes et le coût de la construction, afin de