

# **VIII<sup>th</sup> International Astronautical Congress**

**VIII. Internationaler  
Astronautischer Kongreß**

**VIII<sup>e</sup> Congrès International  
d'Astronautique**

**Barcelona 1957**

**Bericht    Proceedings    Comptes rendus**



**Wien • Springer-Verlag • 1958**

VIII<sup>th</sup> INTERNATIONAL  
ASTRONAUTICAL CONGRESS  
BARCELONA 1957

VIII. INTERNATIONALER  
ASTRONAUTISCHER KONGRESS  
VIII<sup>e</sup> CONGRÈS INTERNATIONAL  
D'ASTRONAUTIQUE

PROCEEDINGS

BERICHT

COMPTES RENDUS

HERAUSGEGEBEN VON

EDITORIAL BOARD

COMITÉ DES RÉDACTEURS

P. J. BERGERON · W. VON BRAUN · K. A. EHRICKE · F. HECHT · J. MARIAL  
E. SÄNGER · K. SCHÜTTE · L. I. SEDOV · L. R. SHEPHERD · S. F. SINGER

SCHRIFTFLEITUNG

EDITOR-IN-CHIEF

RÉDACTEUR EN CHEF

F. HECHT

MIT 233 FIGUREN

WITH 233 FIGURES

AVEC 233 FIGURES



---

WIEN · SPRINGER-VERLAG · 1958

## Vorwort

Der vorliegende Sammelband der anlässlich des VIII. Internationalen Astronautischen Kongresses, der vom 6. bis 12. Oktober 1957 in Barcelona stattfand, gehaltenen Vorträge umfaßt alle vom zuständigen Prüfungskomitee der Internationalen Astronautischen Föderation approbierten Vorträge mit Ausnahme eines, dessen Manuskript verspätet einlief.

Der VIII. Kongreß der Internationalen Astronautischen Föderation stand unvorhergesehenerweise im Zeichen des ersten erfolgreichen Erdsatellitenstartes, des „Sputnik I“ (4. Oktober 1957). Die kommende Entwicklung zeichnete sich jedoch schon weitgehend in den Vorträgen dieses Kongresses ab, obwohl diese ja bereits vor dem Start abgefaßt worden waren. Sie sind deshalb auch vom Standpunkt der Geschichte der Raumfahrt besonders interessant.

Die Herausgeber des vorliegenden Berichtsbandes sind dem Springer-Verlag in Wien dafür zu Dank verpflichtet, daß dieser keine Mühe und Kosten scheute, um das Sammelwerk mit großer Sorgfalt und technisch einwandfrei auszugestalten. Besonderer Dank gebührt ferner den unermüdlichen Übersetzern der den einzelnen Vorträgen vorausgehenden Kurzfassungen: Herrn Dr. LESLIE R. SHEPHERD, Chilton, Berks., United Kingdom, für die Übersetzungen in die englische Sprache, und Herrn Professor Ing. BAUDOUIN FRAELJS DE VEUBEKE, Université de Liège, Belgique, für die zahlreichen Übersetzungen in die französische Sprache. Ohne die uneigennützigte Hilfe dieser beiden Kollegen wäre der Berichtsband nicht in der vorliegenden Form zustande gekommen.

**Friedrich Hecht, Wien**

## Contents — Inhalt — Sommaire

<b>Barré, J.-J.:</b> Essai de contribution à l'autopulsion nucléaire (Avec 7 Figures) . . . . .	1
<b>Barré, J.-J.:</b> Essai de contribution à la propulsion ionique (Avec 6 Figures) . . . . .	15
<b>Beckh, H. J. von:</b> Multi-Directional G-Protection in Space Vehicles (With 5 Figures) . . . . .	37
<b>Bednarczyk, H.:</b> Über die Strömung von Zweiphasengemischen (Mit 1 Abbildung) . . . . .	47
<b>Bergqvist, B.:</b> The Weight of Minimum Cost Orbital Ferry Vehicles (With 8 Figures) . . . . .	53
<b>Bún, Th. P., and F. A. Pereira:</b> "Biospheric Index", a Contribution to the Problem of Determination of the Existence of Extra-Solar Planetary Biospheres . . . . .	63
<b>Cremona, C. E.:</b> Previsione tempestiva delle caratteristiche del moto di mobili aero-balistici nella cibernetica aeronautica . . . . .	64
<b>Davis, W. O.:</b> Research Goals in Astronautics . . . . .	68
<b>Ehrlicke, K. A.:</b> Instrumented Comets—Astronautics of Solar and Planetary Probes (With 32 Figures) . . . . .	74
<b>Gadomski, J.:</b> Die Sternenökosphären im Radius von 17 Lichtjahren um die Sonne (Mit 1 Abbildung) . . . . .	127
<b>Gazley, C., Jr., and D. J. Masson:</b> Recovery of a Circum-Lunar Instrument Carrier (With 5 Figures) . . . . .	137
<b>Glaser, P. E.:</b> On the Generation of Temperatures to 30,000° K (With 9 Figures) . . . . .	147
<b>Gravalos, F. G.:</b> A Method of Integrating the Equations of Motion of a Body Entering an Arbitrary Atmosphere with an Automatic Error Analysis (With 7 Figures) . . . . .	156
<b>Gutton, H.:</b> Pilotage d'un astronef par des moyens radioélectriques . . . . .	165
<b>Haley, A. G.:</b> Space Law—The Development of Jurisdictional Concepts (With 3 Figures) . . . . .	170
<b>Heinrich, G., und W. Peschka:</b> Über Stabilitätsuntersuchungen an flüssigkeitsgetriebenen Raketenmotoren mit Hilfe des Verfahrens der „Harmonischen Balance“ (Mit 5 Abbildungen) . . . . .	186
<b>Herrick, S., R. M. I. Baker, Jr., and C. G. Hilton:</b> Gravitational and Related Constants for Accurate Space Navigation (With 1 Figure) . . . . .	197
<b>Kaulbersz, J., R. Bilski, I. Kocyan, A. Ogiński, D. Wiecha, and J. Zbiegień:</b> Alterations in Some Blood Reactions and in the White Cell Count during the Total Eclipse of the Sun in Poland 1954 (With 5 Figures) . . . . .	236
<b>Koelle, H. H.:</b> Optimization Considerations for Orbital Payload Capabilities (With 3 Figures) . . . . .	241

<b>Manring, E. R., and J. F. Bedinger:</b> Sodium Emission at 140 km .....	253
<b>Miele, A.:</b> Optimum Burning Program as Related to Aerodynamic Heating for a Missile Traversing the Earth's Atmosphere (With 13 Figures) .....	257
<b>Neat, W. N.:</b> The Problem of Variable Thrust (With 3 Figures) .....	278
<b>Patterson, R. T.:</b> Vertical Recovery. Feasibility of the Physical Recovery of Scientific-Research Payloads from Very-High-Altitude Near-Vertical Trajectories (With 14 Figures) .....	285
<b>Petersen, N. V.:</b> Recovery Techniques for Manned Earth Satellites (With 14 Figures) .....	300
<b>Roberson, R. E.:</b> Attitude Control of a Satellite Vehicle—an Outline of the Problems (With 5 Figures) .....	317
<b>Romick, D. C., R. E. Knight, and S. Black:</b> Meteor, Jr., a Preliminary Design Investigation of a Minimum Sized Ferry Rocket Vehicle of the Meteor Concept (With 15 Figures) .....	340
<b>Schmidt, Ingeborg:</b> Spaces of Potential Visibility of Artificial Satellites for the Unaided Eye (With 6 Figures) .....	373
<b>Simons, D. G.:</b> Observations from the Manhigh II Balloon Capsule at 30 Kilometers (With 3 Figures) .....	388
<b>Slater, A. E.:</b> The Probability of Intelligent Life Evolving on a Planet .....	395
<b>Stuhlinger, E.:</b> Design and Performance Data of Space Ships with Ionic Propulsion Systems (With 5 Figures) .....	403
<b>Subotowicz, M.:</b> Einige Optimisationsprobleme in der Theorie der Stufenraketen und ein einfaches Verfahren zur Ermittlung der optimalen Parameter der Stufenraketen .....	413
<b>Toftoy, H. N.:</b> U. S. Army Support of Scientific Activities in Astronautics ....	414
<b>Whipple, F. L.:</b> The Meteoritic Risk to Space Vehicles .....	418
<b>Whipple, F. L., and J. A. Hynek:</b> Optical and Visual Tracking of Artificial Satellites (With 1 Figure) .....	429
<b>Winzen, O. C.:</b> Ten Years of Plastic Balloons (With 15 Figures) .....	436
<b>Winzen, O. C.:</b> The Manhigh II Balloon Operation (With 2 Figures) .....	460
<b>Вернов, С. Н., В. Л. Гинзбург, Л. В. Курносова, Л. А. Разоренов, и М. И. Фрадкин:</b> изучение первичного космического излучения с использованием искусственного спутника земли (7 рис.). (Vernov, S. N., V. L. Ginzburg, L. V. Kurno-sova, L. A. Razorionov, and M. I. Fradkin: Study of the Primary Cosmic Radiation by Using Artificial Satellites of the Earth) .....	464
<b>Егоров, В. А.:</b> некоторые задачи динамики полета к луне (тезисы к докладу). (Yegorov, V. A.: Some Problems Relating to the Dynamics of the Flight to the Moon) .....	478
<b>Masevich, A. G.:</b> Visual Observations of the Earth's Satellite in the USSR ...	483
<b>Охотимский, Д. Е., и Т. М. Энеев:</b> о выведении искусственного спутника земли на орбиту (9 фиг.). (Okhotsimsky, D. E., and T. M. Eneiev: On the Establishment of an Artificial Satellite of the Earth in Orbit) .....	484

<b>Охотимский, Д. Е., Т. М. Энеев, и Г. П. Таратынова:</b> определение времени существования искусственного спутника земли и исследование вековых возмущений его орбиты (2 рис.). ( <b>Okhotsimsky, D. E., T. M. Eneiev, and G. P. Taratynova:</b> Determining the Time of Existence of the Artificial Earth Satellite and Studying Secular Perturbations of its Orbit) .....	514
<b>Gerathewohl, S. J., O. L. Ritter, and H. D. Stallings, Jr.:</b> Producing the Weightless State in Jet Aircraft (With 6 Figures) .....	533
<b>Haviland, R. P.:</b> The Communication Satellite (With 12 Figures) .....	543
<b>Klemperer, W. B., and E. T. Benedikt:</b> Selenoid Satellites (With 2 Figures) ..	563
<b>Kooy, J. M. J.:</b> On Relativistic Rocket Mechanics (With 1 Figure) .....	569
<b>Singer, S. F.:</b> Interplanetary Ballistic Missiles—A New Astrophysical Research Tool .....	597

Einige Arbeiten, deren Manuskripte besonders früh vorlagen, sind schon im Heft 1 des Bandes 4 (1958) der „Astronautica Acta“ erschienen. Deshalb sind in dem vorliegenden Berichtsband zunächst in alphabetischer Reihung alle übrigen Vorträge in englischer, deutscher, französischer oder italienischer Sprache abgedruckt; an diese schließen die Arbeiten in russischer Sprache, ebenfalls in alphabetischer Reihenfolge, an. Als letzte folgen dann, wieder in alphabetischer Folge, die oben erwähnten, schon in den „Astronautica Acta“ erschienenen Arbeiten. Diese Anordnung erfolgte *ausschließlich* aus drucktechnischen Gründen.

Der Vortrag „Observation of a Satellite near its Culmination“ von Professor Dr. Ing. A. BONI, Roma, konnte in den vorliegenden Sammelband nicht mehr aufgenommen werden, da das endgültige Manuskript der Redaktion verspätet eingesandt wurde; er wird noch im Jahre 1958 im Band 4 der „Astronautica Acta“ erscheinen.

# Essai de contribution à l'autopropulsion nucléaire

Par

**J.-J. Barré**<sup>1</sup>

(Avec 7 Figures)

## Résumé — Zusammenfassung — Abstract

**Essai de contribution à l'autopropulsion nucléaire.** Il est d'abord rappelé que les réacteurs nucléaires utilisables pour l'autopropulsion devraient fonctionner à des températures très élevées, de l'ordre de celles qui règnent dans les foyers des autopropulseurs classiques, soit 2500 à 3000° K.

Cette remarque amène l'auteur à utiliser la première résonance de la courbe des sections efficaces du plutonium, résonance qui se situe vers 3350° K avec une section efficace de plus de 3000 barns. Le plutonium devrait alors être utilisé à l'état fondu, ce qui présenterait d'ailleurs certains avantages; la difficulté serait de franchir à la mise en route la zone de fonctionnement instable qui s'étend de 800° K à 3350° K.

Chauffée à de telles températures, l'ammoniac pourrait atteindre une vitesse de sortie supérieure à 4200 m/s. Pour accroître cette vitesse de sortie, il est proposé ensuite de fonctionner à détente réchauffée. La cession de chaleur par convection ne pouvant être envisagée durant la détente, il est proposé de chauffer le gaz par le rayonnement des parois, le gaz ayant été préalablement opacifié par mise en suspension de particules de carbone. Cette solution permettrait d'atteindre quelques 5200 m/s (toujours avec l'ammoniac).

Pour aller plus loin, l'auteur fait appel à "l'hyperchauffe" c'est-à-dire à la chauffe du fluide par freinage en son sein des fragments de fission échappés au matériau fissible. Deux schémas sont proposés, l'un avec du carbure d'uranium 235 à l'état solide, l'autre avec du plutonium à l'état gazeux. La vitesse de sortie serait alors voisine de 6000 m/s.

En soustrayant à l'hyperchauffe une partie du fluide, par prélèvement à la sortie de la préchauffe convective, la vitesse de sortie pourrait encore être notablement augmentée. (Après refroidissement par rayonnement de la portion de fluide prélevée, cette dernière serait recyclée.)

L'auteur attire particulièrement l'attention du lecteur sur le caractère purement spéculatif de cet exposé qui n'a donné lieu de sa part à aucune recherche expérimentale.

**Beitrag zum Problem des nuklearen Triebwerkes.** Es sei zunächst daran erinnert, daß für Triebwerke verwendbare Kernreaktoren bei sehr hoher Temperatur arbeiten müßten, die in die Größenordnung derjenigen zu liegen kämen, die in den Brennkammern der klassischen Triebwerke herrschen, d. h. bei etwa 2500 bis 3000° K.

Diese Bemerkung veranlaßt den Verfasser, die erste Resonanzstelle in der Kurve der Wirkungsquerschnitte des Plutoniums zu benützen. Diese Resonanz liegt bei 3350° K bei einem Wirkungsquerschnitt von mehr als 3000 barn. Infolgedessen müßte das

<sup>1</sup> Ingénieur Militaire en Chef des Fabrications d'Armement, 49, rue du Maréchal Foch, Versailles (Seine et Oise), France.

Plutonium in geschmolzenem Zustand angewendet werden, was übrigens gewisse Vorzüge mit sich brächte; die Schwierigkeit bestünde darin, bei der Inbetriebnahme die Zone der instabilen Funktion zu überschreiten, die sich von  $800^{\circ}\text{K}$  bis  $3350^{\circ}\text{K}$  erstreckt.

Bei einer Aufheizung auf solche Temperaturen könnte Ammoniak eine Auströmungsgeschwindigkeit von mehr als  $4200\text{ m/sec}$  erreichen. Um diese Geschwindigkeit noch zu erhöhen, wird vorgeschlagen, bei Entspannung unter Wiedererhitzung zu arbeiten. Da der Wärmeverlust durch Konvektion während der Entspannung nicht in Betracht gezogen werden kann, wird vorgeschlagen, das Gas durch die Strahlung der Wände zu erhitzen, nachdem es vorher durch Suspension von Kohlenstoffpartikeln undurchsichtig gemacht worden ist. Diese Methode würde die Erreichung von etwa  $5200\text{ m/sec}$  gestatten (vorausgesetzt ist immer Ammoniak).

Darüber hinaus schlägt der Verfasser eine „Überhitzung“ vor, d. h. die Erhitzung des strömenden Mediums durch Bremsung der aus dem spaltbaren Material stammenden Spaltungsfragmente im Strömungsinnen. Es werden zwei Schemata vorgeschlagen: das eine mit  $235\text{ U-Carbid}$  in festem Zustand, das andere mit  $\text{Pu}$  in gasförmigem Zustand. Die Auströmungsgeschwindigkeit läge dann bei ungefähr  $6000\text{ m/sec}$ .

Die Ausströmungsgeschwindigkeit könnte aber noch beträchtlich vergrößert werden, wenn ein Teil des strömenden Mediums durch Anzapfung im überhitzten Bereich nach der konvektiven Vorerhitzung abgezweigt würde. (Nach Abkühlung des abgezweigten Strömungsanteils durch Abstrahlung könnte dieser wieder in den Zyklus zurückgeführt werden.)

Der Verfasser betont besonders den rein spekulativen Charakter der Abhandlung, die er nicht experimentell prüfte.

**Contribution to the Problem of the Nuclear Rocket Engine.** It is recalled that nuclear reactors for propulsion of rockets must operate at very high temperatures, of the same order as those obtaining in the thrust chambers of conventional engines, namely,  $2,500$  to  $3,000^{\circ}\text{K}$ . This fact suggests to the author that the first capture cross section resonance of plutonium-239 should be utilised. This is situated at a neutron energy corresponding to a temperature of  $3,350^{\circ}\text{K}$  and has an effective cross section of  $3,000$  barns. At this temperature the plutonium might be used in the molten state, which, in other respects, presents certain advantages. Some difficulty would be encountered in crossing the unstable region of neutron temperature between  $800$  and  $3,350^{\circ}\text{K}$ .

Heated to such a temperature, ammonia could attain an exhaust velocity of  $4,200\text{ m/s}$ . It is suggested that a greater exhaust velocity might be obtained by heating the gas during expansion. This would be done by radiative rather than convective heat transfer, the gas being rendered opaque by means of a suspension of carbon particles. In this manner it would be possible to achieve, with ammonia, an exhaust velocity of  $5,200\text{ m/s}$ .

Further increase in performance might be achieved by a process which the author describes as "superheating", that is to say, direct heating of the working fluid by recoiling fission fragments escaping from the fissile material. Two schemes are proposed, the one involving uranium-235 carbide in the solid state, the other involving gaseous plutonium. The exhaust velocity resulting, in the first case, would be in the neighbourhood of  $6,000\text{ m/s}$ .

In the superheating process, the working gas passes twice through the reactor core, removing heat by convective transfer during the first transit and by direct fission fragment recoil during the second passage. If, after the first transit, the fluid is divided and only part of it is subjected to superheating, the exhaust velocity may be still further augmented. (The portion of the fluid which is not superheated is cooled by radiation and then recycled.)

The author emphasises that the proposals made in his paper are purely speculated and do not refer to any experimental work carried out on his part.

Dès 1948, notre très honoré Président, Monsieur SHEPHERD, publiait en collaboration avec Monsieur CLEAVER, le schéma d'autopropulseur nucléothermique que voici (Fig. 1).

Dans ce dispositif, le fluide propulsif est chauffé par convection en passant à travers un réacteur nucléaire fonctionnant à très haute température, puis subit une détente isentropique dans une tuyère convergente-divergente que réfrigère le propulsif avant de pénétrer dans la chambre de chauffe.

"Très haute température" avons nous dit; en effet, c'est la température initiale du fluide qui, dans une détente isentropique, conditionne la vitesse d'éjection; la relation est bien connue:

$$w_{\sigma}^2 = \frac{2\gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{R}{M} \cdot (T_i - T_{\sigma}). \quad (1)$$

Or les fusées usuelles à propergols chimiques fonctionnent déjà à des températures avoisinant 3000° K; sous peine d'être surclassé par ces dernières, l'autopropulseur ci-dessus devra donc être équipé d'un réacteur nucléaire fonctionnant à des températures de cet ordre.

De tels réacteurs n'ayant pas encore été réalisés, il convient avant tout d'examiner si, a priori, la chose est possible ou non.

### Réacteurs nucléaires pour températures élevées

Bien que l'étude des réacteurs nucléaires ne soit ni de notre ressort, ni de notre compétence, la conception de réacteurs fonctionnant à des températures très élevées ne nous paraît pas utopique a priori.

En effet, tout d'abord, il ne semble pas inconcevable de faire fonctionner un réacteur avec des matériaux fissibles fondus; bien des réacteurs à phase liquide ne sont-ils pas déjà en service, certains utilisant même un alliage fondu de Bismuth et d'Uranium?

Le fonctionnement en phase liquide élimine d'ailleurs tous les inconvénients dus aux changements d'états allotropiques des matériaux fissibles, changements d'états qui détériorent rapidement les réacteurs à combustible solide.

Par ailleurs, les tensions de vapeur de ces matériaux fondus sont particulièrement faibles: fondant vers 1400° K, l'Uranium n'atteindrait sa température d'ébullition sous la pression atmosphérique qu'aux environs de 4200° K<sup>1</sup>.

D'autre part, dans un bain de métal en fusion, les "poisons" produits par les fissions se décanteraient d'eux-mêmes et il serait relativement facile de les soutirer et de les évacuer en les soufflant dans la tuyère avec le propulsif (à condition, bien entendu, d'opérer dans l'espace ou, au moins, en zone désertique).

Ce bain pourrait être contenu dans un creuset réfractaire, en graphite par exemple, la pression étant supportée par des parois métalliques refroidies par le propulsif comme le sont celles d'un éjecteur par le propergol.

Enfin la décroissance de réactivité due à l'élévation de température du réacteur ne paraît pas constituer un obstacle rédhibitoire; de 300° K à 3000° K la section efficace de U<sup>235</sup> passe en effet de 450 à 130 barns<sup>2</sup>.

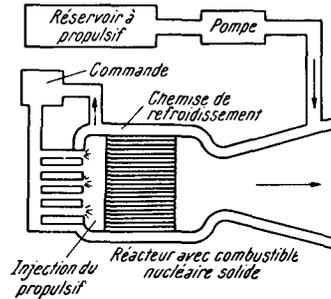


Fig. 1

<sup>1</sup> D'après Rare Metals Handbook.

<sup>2</sup> Le barn vaut 10<sup>-24</sup> cm<sup>2</sup>.

Quant au  $\text{Pu}^{239}$ , il ne suit pas du tout la loi en  $1/v$ ; comme on peut le voir sur la Fig. 2, il a sensiblement la même section efficace à  $4500^\circ\text{K}$  qu'à  $300^\circ\text{K}$ , mais, dans l'intervalle, à  $3350^\circ\text{K}$ , cette section efficace a atteint la valeur considérable de plus de 3000 barns; il faudrait franchir avec précaution cette pointe de réactivité, les variations de température ayant tendance à déstabiliser le régime du réacteur sur la

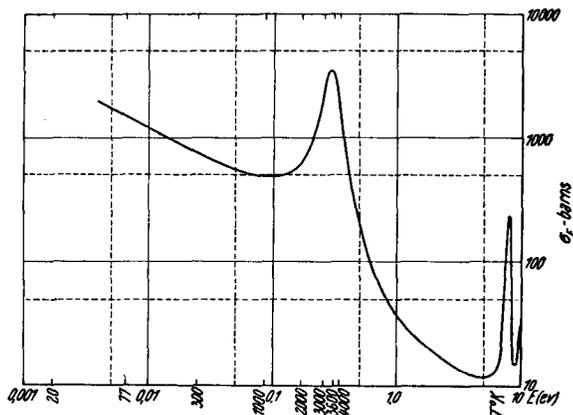


Fig. 2. Sections de fission efficaces du  ${}_{94}\text{Pu}^{239}$  (d'après D. J. HUGHES et ses collaborateurs)

branche ascendante de  $800$  à  $3350^\circ\text{K}$ ; mais sur la branche qui descend après le maximum, les variations de température redeviennent autorégulatrices. Comme on le verra tout à l'heure, cette particularité du plutonium paraît susceptible d'être exploitée pour réaliser "l'hyperchauffe" en phase gazeuse, étant donné les hautes températures nécessaires<sup>1</sup>.

Admettant donc l'hypothèse optimiste de la possibilité de réaliser un jour ou l'autre des réacteurs fonctionnant aux environs de  $3000^\circ\text{K}$ , il paraît intéressant tout d'abord de noter que le dispositif simple décrit ci-dessus présenterait déjà deux avantages sur les fusées classiques fonctionnant à des températures analogues.

### Progrès réalisables par le dispositif à chauffe convective et détente isentropique

Le premier de ces progrès, très sensible aux Astronautes et futurs découvreurs de mondes inconnus que nous sommes tous ici (n'est-il pas vrai ?), serait la quasi-certitude de pouvoir se ravitailler partout en propulsif de retour: l'eau, la neige carbonique, des minéraux facilement fusibles seraient en effet beaucoup plus faciles à trouver que du pétrole et de l'acide nitrique ou tout autre comburant!

Le second, plus subtil, résiderait dans un choix de propulsifs beaucoup plus étendu; le propulsif n'étant plus nécessairement un produit de combustion, l'on pourrait adopter des corps de masse moléculaire, de chaleur spécifique, d'atotoxicité et de densité les plus favorables.

C'est ainsi qu'il résulte d'une prospection effectuée, sous la direction du Professeur SERRUYS, par la Section de Thermodynamique du Centre d'Etudes des Projectiles Autopropulsés<sup>2</sup>, que l'ammoniac  $\text{NH}_3$ , chauffé à  $3000^\circ\text{K}$  puis

<sup>1</sup> Pour réaliser l'hyperchauffe en phase solide, il faudrait au contraire utiliser un modérateur à très basse température (et ce serait alors aussi valable pour  $\text{U}^{235}$ ). Pour  $\text{Pu}^{239}$ , les sections efficaces extrapolées seraient de  $3000\text{ b}$  avec des neutrons de  $20^\circ\text{K}$  ( $\text{H}_2$  liquide) et de  $1500\text{ b}$  à  $77^\circ\text{K}$  ( $\text{N}_2$  liquide). A noter que la coexistence de très hautes et de très basses températures est couramment réalisée dans les fusées utilisant l'oxygène liquide.

<sup>2</sup> Organisme dépendant de la Direction des Etudes et Fabrications d'Armement et placé sous la direction scientifique du Professeur H. MOUREU.

détendu isentropiquement de 20 à 0,2 hpz<sup>1</sup>, acquièrerait une vitesse de sortie de 4200 m/s correspondant à une vitesse efficace de 4440 m/s (soit à une consommation spécifique de 2,25 Kg de propulsif par tonne de poussée).

Si l'on remarque que la densité de l'ammoniac solide atteint la valeur très honorable de 0,82, on voit qu'une telle performance constituerait un sérieux pas en avant de celles des engins actuels et justifierait le recours à l'énergie nucléaire.

Mais l'on peut espérer beaucoup mieux, et ce sera là l'objet principal de cette causerie.

### Voies ouvertes au développement de l'autopropulseur nucléothermique

Dans leur mémoire de 1948 précité, MM. SHEPHERD et CLEAVER indiquaient déjà, entre autres, ces deux voies suivantes:

1° — réchauffe de la détente par réassociation chimique du fluide dissocié en cours de chauffe;

2° — accroissement de la température du propulsif au delà de celle des parois, par freinage des fragments de fission au sein même du fluide.

Ce dernier processus que nous qualifierons "hyperchauffe" dans la suite, impose une division extrême du matériau fissible; cette condition a conduit les Auteurs du mémoire susvisé à la conception d'un réacteur fonctionnant en phase gazeuse.

Ce sont des voies tout à fait analogues dont nous allons essayer maintenant d'entreprendre le défrichement.

### Réchauffe de la détente

Nous remarquerons d'abord que les excellentes performances signalés plus haut pour l'ammoniac relèvent précisément de la première proposition précitée: elles sont dues en effet à l'importante dissociation subie par ce corps à 3000° K et à l'énergie dégagée par les réassociations qui se produisent au cours de la détente isentropique (au sens étendu de ce terme).

C'est d'une idée analogue que procède le principe du propulseur nucléothermochimique du Professeur SERRUYS (Fig. 3).

Prenant pour propulsif un combustible et un comburant, l'auteur du projet envisage de les chauffer séparément dans un réacteur nucléaire à la sortie duquel ils se mélangeraient, subissant alors une "post-combustion" qui se prolongerait au cours de la détente.

Malheureusement, en revenant aux propergols chimiques, les avantages signalés tout à l'heure disparaissent, en particulier en ce qui concerne le choix du fluide à détendre; il s'en suit que les performances calculées sont nettement inférieures à celles que l'on avait cru pouvoir escompter a priori.

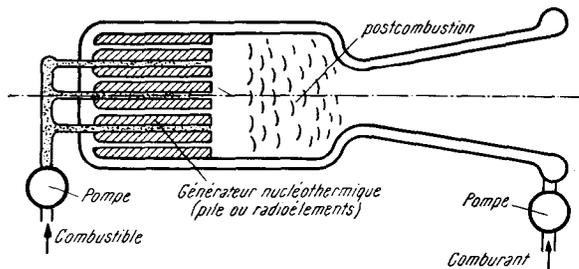


Fig. 3

<sup>1</sup> Il est rappelé que l'hectopièze (1,019 Kg/cm<sup>2</sup>) se situe entre le Kg/cm<sup>2</sup> et l'Atmosphère (1,033 Kg/cm<sup>2</sup>).

Le véritable avantage de ce processus, avantage non négligeable d'ailleurs, serait de pouvoir réaliser encore d'excellentes performances en développant dans le réacteur nucléaire des températures bien moins élevées que celles envisagées jusqu'ici, soit 1500 ou 2000° K.

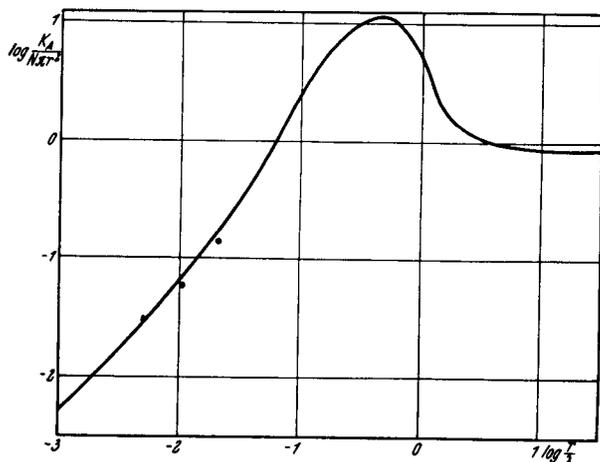
L'on peut enfin penser à une réchauffe nucléaire de la détente. Pour cela, le recours à la convection est exclu: en effet, sur les bords exceptés, l'écoulement de la veine est laminaire et la vitesse de translation avoisinant les vitesses d'agitation moléculaire, l'on ne peut espérer une "réchauffe à cœur". D'ailleurs les coefficients de transfert des parois à la couche limite, même supposée turbulente, seraient faibles, de l'ordre de 0,1 w/cm<sup>2</sup> et degré de différence de température;

pour une couche limite laminaire, ce coefficient descendrait à 0,01 w/cm<sup>2</sup> degré et même en-dessous.

Il faudrait donc recourir au rayonnement. Avec des parois en graphite ou en oxydes de terres rares (ou zircone, par exemple), le pouvoir émissif atteindrait l'unité et le rayonnement des parois suivrait la loi de STEFAN.

Mais pour que ce rayonnement soit absorbé par le fluide il serait nécessaire d'opacifier ce dernier en y mettant en suspension des particules de carbone.

Fig. 4. Coefficient d'absorption du carbone, valeurs relatives (●valeurs empruntées à PEPPERHOFF)



Il convient que ces dernières soient assez nombreuses pour absorber toute l'énergie rayonnée et la recéder au gaz par chocs moléculaires; mais il faut, par contre, que leur débit-masse ne soit qu'une fraction du débit-masse du courant gazeux pour ne pas ralentir ce dernier.

La courbe que voici (Fig. 4), tirée d'un mémoire du Dr. F. ROESSLER du Laboratoire de Recherches de St-Louis, donne les variations de  $\log \frac{K_A}{\pi \cdot r^2 \cdot N}$  en fonction de  $\log \frac{r}{\lambda}$ ,

- $K_A$  étant le coefficient d'absorption,
- $r$  le rayon des particules,
- $N$  leur nombre par cm<sup>3</sup>,
- $\lambda$  la longueur d'onde de la lumière absorbée.

Or, d'après la loi de WIEN, à 3000° K le  $\lambda$  correspondant au maximum de la courbe de répartition d'énergie du spectre du corps noir est très voisin de 1  $\mu$ , c'est-à-dire qu'elle se situe dans le proche infra-rouge.

En donnant aux particules un rayon de l'ordre de 0,3  $\mu$  l'on voit que le coefficient moyen d'absorption  $K_A$  sera approximativement:

$$\begin{aligned} K_A &\cong 4 \pi \cdot 9 \cdot 10^{-10} \cdot N \\ &= 1,13 \cdot 10^{-8} \cdot N. \end{aligned} \quad (2)$$

Si  $R$  est le rayon du divergent en un point donné de son axe, et que l'on désire en ce point une absorption de 99% il faudra que:

$$K_A \cdot R = \log_e \frac{I_0}{I} = \log_e \frac{100}{1} = 4,605 \cong 4,6 \quad (3)$$

$$\text{d'où: } N = \frac{1}{R} \cdot \frac{4,6}{1,13} \cdot 10^8 \cong 4,07 \cdot 10^8 \cdot \frac{1}{R} \cong 4 \cdot 10^8 \cdot \frac{1}{R}.$$

Par exemple, pour un rayon de sortie de 100 cm, cela donnerait:

$$N = 4 \cdot 10^6.$$

La masse spécifique du carbone étant de l'ordre de 2, cela représenterait une densité de particules de  $9 \cdot 10^{-7} \text{ g/cm}^3$ . Or sous 0,5 hpz et à 2750° K, la densité de l'ammoniac, dissocié serait de  $1,9 \cdot 10^{-5}$ . La proportion de carbone serait donc de 4,7 g pour 100 g d'ammoniac. En supposant les particules en équilibre de température et de vitesse avec le gaz, la perte de vitesse serait donc de l'ordre de 2,4% mais la densité du propulsif serait légèrement accrue.

Pour des particules de  $0,05 \mu$  l'absorption serait sensiblement la même, mais le transfert de particules à gaz serait plus aisé; il serait donc indiqué de chercher à s'approcher de cette dernière dimension.

Avec cette absorption de 99% et en admettant une différence de température de 200° K, la puissance transmise par  $\text{cm}^2$  serait donnée par la formule:

$$\begin{aligned} P/S &= 5,71 \cdot 10^{-12} \cdot 0,99 \cdot (3000^4 - 2800^4) \\ &= 113 \text{ w/cm}^2. \end{aligned} \quad (4)$$

Toujours avec l'ammoniac, pour une poussée de 1 tonne, avec une détente de 20 à 0,2 hpz, il faudrait fournir à la détente 25 800 kw; les parois de la tuyère devraient donc avoir une superficie de 22,8  $\text{m}^2$ , ce qui semble réalisable.

La vitesse de sortie atteindrait 5200 m/s, et ceci constituerait un progrès notable sur les 4200 m/s de la détente isentropique à partir de 3000° K.

L'on va voir maintenant que l'hyperchauffe permettrait encore une nouvelle amélioration des performances.

### Hyperchauffe

Comme il a été dit tout à l'heure, l'hyperchauffe consisterait à transformer en chaleur, au sein même du fluide, l'énergie cinétique des fragments de fission; pour cela on favoriserait l'évasion de ces derniers hors du matériau fissible en réduisant l'épaisseur de ce "combustible" nucléaire à l'équivalent de 1 micron de combustible pur.

Un dégagement résiduel de chaleur dans la lame fissible ne pouvant être évité, il serait nécessaire de la refroidir; par ailleurs, pour assurer la résistance mécanique d'une lame aussi mince, il faudrait l'épauler. L'organisation suivante (Fig. 5) répond à ces deux conditions: la couche fissible (composé réfractaire d'Uranium ou de Plutonium) est étalée sur les parois internes de tubes en graphite disposés en faisceau dans une enceinte résistant à la pression.

Dans ces conditions, environ 50% des fragments de fission sont freinés dans la couche fissible ou le graphite tandis que l'autre moitié s'échappe à l'intérieur des tubes.

Le fluide propulsif arrive dans la jupe de refroidissement de la tuyère puis traverse le faisceau en léchant l'extérieur des tubes qu'il refroidit tandis que lui-même s'échauffe; il ressort par le haut des tubes à une température de l'ordre de 2500 à 3000° K et redescend par l'intérieur de ceux-ci en s'hyperchauffant.

Son enthalpie initiale s'étant accrue de  $\Delta H$  dans le parcours ascendant, s'accroît sensiblement de la même quantité pendant l'hyperchauffe, ce qui revient à très peu près à multiplier par  $\sqrt{2}$  la vitesse limite correspondant à la chauffe simple.

Le diamètre interne des tubes est conditionné par la distance de freinage des particules dans le gaz propulsif. Pour de l'ammoniac sous 50 hpz et à 4000° K, ce diamètre devrait être de l'ordre de 1,4 cm. (Si l'on tient compte du surcroît de freinage dû à l'intense ionisation produite par les fragments de fission, ce diamètre pourrait sans doute être réduit.)

Il convient maintenant de rechercher les conditions de réactivité d'un tel faisceau placé à l'intérieur d'une enveloppe à laquelle serait donnée la forme favorable d'un cylindre de hauteur égale à son diamètre. Se reportant à la Fig. 5, l'on voit que le volume intéressé par un élément tubulaire est celui du prisme hexagonal exinscrit à la paroi interne du tube considéré. Avec un matériau fissible de masse spécifique 18,7 et des tubes de 2 mm d'épaisseur en graphite de masse spécifique 1,6 les densités de présence sont égales à  $2,9 \cdot 10^{-3}$  g/cm<sup>3</sup> pour le matériau fissible, à 0,57 g/cm<sup>3</sup> pour le graphite et à 0,022 pour l'ammoniac dissocié à la température moyenne de 3000° K et sous 50 hpz<sup>1</sup>.

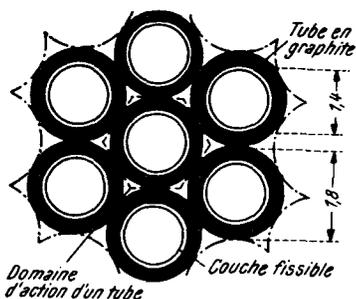


Fig. 5

Partant des données tirées de "The Science and Engineering of Nuclear Power" édité par CLARK GOODMAN en 1947, de "Pile Neutron Research" de DONALD J. HUGUES de 1953 et du mémoire "Notions fondamentales relatives aux réacteurs nucléaires" publié par M. SURDIN du C.E.A. dans le numéro spécial de "l'Onde Electrique" d'Octobre 1955, l'on déduit les caractéristiques de fonctionnement ci-après<sup>2</sup>:

	NH <sub>3</sub> à 50 hpz et 3000°			
	U <sup>235</sup>	C	N	H
Nombre <i>N</i> d'atomes par cm <sup>3</sup> · 10 <sup>-24</sup>	7 · 10 <sup>-6</sup>	2,85 · 10 <sup>-2</sup>	7,8 · 10 <sup>-4</sup>	2,34 · 10 <sup>-3</sup>
Section de fission $\sigma_f \cdot 10^{-24}$	170	0	0	0
Section de capture $\sigma_c \cdot 10^{-24}$	33	1,5 · 10 <sup>-3</sup>	0,59	0,11
Section de diffusion $\sigma_d \cdot 10^{-24}$	0	4,55	10,4	26
$N \cdot \sigma_f$	1,19 · 10 <sup>-3</sup>	0	0	0
$N \cdot \sigma_c$	2,31 · 10 <sup>-4</sup>	4,3 · 10 <sup>-5</sup>	4,6 · 10 <sup>-4</sup>	2,58 · 10 <sup>-4</sup>
$N \cdot \sigma_d$	0	4,3 · 10 <sup>-2</sup>	8,1 · 10 <sup>-3</sup>	6,1 · 10 <sup>-2</sup>

Notre propos n'étant pas de faire un projet de réacteur, mais de chercher l'ordre de grandeur des dimensions minima, l'on utilisera la formule très approxi-

<sup>1</sup> Dans le réacteur -- bouilleur de la Caroline du Nord, la densité de présence de U<sup>235</sup>, était de 47,6 mg/cm<sup>3</sup>, mais il y avait également une densité plus grande de matériaux absorbants: 0,1 g/cm<sup>3</sup> d'hydrogène, 43,5 mg/cm<sup>3</sup> de Soufre et 278 mg/cm<sup>3</sup> de U<sup>238</sup>.

<sup>2</sup> La solution "à neutrons froids" ne sera pas développée dans le présent exposé.

mative ci-dessous, qui ne s'applique en toute rigueur qu'à des neutrons monocinétiques et à un réacteur sans réflecteur :

$$B^2 \cdot D = A \quad (5)$$

avec:  $B^2 = \frac{10,7}{R^2}$  pour un cylindre du carré de rayon  $R$  cm (6)

$$D = \frac{1}{3 \sum N \cdot \sigma_a} \quad (7)$$

$$A = (v - 1) \cdot \sum N \cdot \sigma_f - \sum N \cdot \sigma_e \quad (8)$$

$v$  étant égale à 2,50 neutrons créés en moyenne à chaque fission, il vient, tous calculs faits :

$$R \cong 200 \text{ cm.}$$

Cette valeur est très approximative et peut-être optimiste, mais il serait possible de disposer un réflecteur de 30 à 40 cm d'épaisseur tout autour du réacteur, ce qui ramènerait le rayon  $R$  aux alentours de la valeur ci-dessus.

Un tel réacteur à l'uranium ne conviendrait donc que pour de très gros engins ; son volume serait en effet de 51,2 m<sup>3</sup> et le bilan-poids s'établirait comme suit :

U <sup>235</sup>	149 kg
Graphite	29,2 t
Azote	535 kg
Hydrogène	114 kg

---

Total de contenu:	30,5 t
Nombre de tubes:	45 200
Surface de chauffe externe:	1840 m <sup>2</sup>
Puissance approximative:	gaz transparent: 372 Mw
	gaz opaque: 1860 Mw
Poussée ( $w = 5880$ m/s):	gaz transparent: 12,4 t
	gaz opaque: 62 t.

Remplaçant U<sup>235</sup> par Pu<sup>239</sup>, l'on pourrait réduire le rayon à quelque 40 cm, les données ci-dessus étant alors réduites en conséquence, mais il est bien peu probable qu'il existe des composés du Pu restant à l'état solide au-delà des 3400° K que postulent les fortes sections efficaces signalés plus haut ; l'emploi de Pu<sup>239</sup> n'est donc à retenir que pour le réacteur gazeux dont il sera question plus loin.

Ce qui précède laissant quelque espoir quant à la réalisation d'un réacteur nucléaire à hyperchauffe, il paraît intéressant de rechercher le mode d'exploitation optimum de cette possibilité: détente isentropique, isotherme ou détente mixte ?

Soit donc (Fig. 6)  $E$  le point représentatif de l'état du fluide à son entrée dans le foyer sous la pression  $p_i$  et  $T_i$  l'isotherme limite pour une chauffe convective ou rayonnante du fluide par les parois.

Le diagramme relatif à la détente isentropique comprend :

- la chauffe isobare,  $EL$ ,
- l'hyperchauffe isobare  $LI_1$ ,
- la détente isentropique  $I_1 \sigma_1$ .

Etant donné la disposition du réacteur susvisé, les gains d'enthalpie pendant la chauffe et l'hyperchauffe sont sensiblement équivalents :

$$H_{I_1} - H_L = H_L - H_E = \frac{P}{2\mu}, \quad (9)$$

$P$  étant la puissance développée par le réacteur et  $\mu$  le débit-masse du propulsif.

Le point de sortie  $\sigma_1$  est déterminée par la pression de sortie des gaz  $p_\sigma$  que l'on s'est fixé<sup>1</sup>; la vitesse de sortie est alors donnée par:

$$w_{\sigma_1}^2 = 2 (H_{I_1} - H_{\sigma_1}) = 2 \cdot [2 H_L - H_E - H_{\sigma_1}]. \quad (10)$$

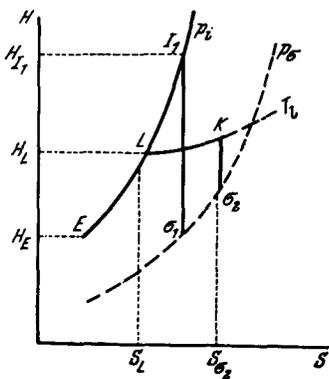


Fig. 6

Le diagramme relatif à la détente mixte comporte:

- la chauffe isobare  $EL$ ,
- l'hyperchauffe isotherme  $LK$ ,
- la détente isentropique  $K\sigma_2$ .

Pour les mêmes raisons que ci-dessus, la Puissance fournie le long de  $EL$  est du même ordre que celle fournie le long de  $LK$  et l'on peut écrire:

$$\frac{P}{2\mu} = H_L - H_E = T_1 \cdot (S_{\sigma_2} - S_L); \quad (11)$$

(l'on voit que ce n'est qu'au cas où  $L$  serait sur l'isobare  $p_i$  que la détente mixte se résoudrait en une détente simplement isotherme).

La vitesse de sortie est donnée ici par:

$$w_{\sigma_2}^2 = 2 \cdot [T_1 (S_{\sigma_2} - S_L)] + H_L - H_{\sigma_2} = 2 \cdot [2 H_L - H_E - H_{\sigma_2}]; \quad (12)$$

$H_{\sigma_2}$  étant supérieur à  $H_{\sigma_1}$ , l'on voit que:

$$w_{\sigma_1} > w_{\sigma_2}.$$

C'est à dire que la détente isentropique est plus favorable que la détente isotherme complétée par une détente isentropique.

Matérialisons tout cela par quelques chiffres, le propulsif étant toujours de l'ammoniac, la température limite étant de  $2800^\circ \text{K}$  et la détente de 50 à 0,1 hpz.

Supposons d'abord cette détente isentropique; du diagramme  $(H, S)$  l'on tire:

$$\begin{aligned} HE &= 2370 \text{ cal/mole} \\ HL &= 54.000 \text{ cal/mole} \\ \text{d'où: } H_{I_1} &= 105.630 \text{ cal/mole} \\ \text{et: } T_{I_1} &= 4100^\circ \text{K}; \end{aligned}$$

L'abaque donne alors:  $H_{\sigma_1} = 33.000 \text{ cal/mole}$   
d'où:  $H_{I_1} - H_{\sigma_1} = 72.630 \text{ cal/mole}$ , soit:  $17,9 \text{ Kj/T}$ .  
et:  $w_{\sigma_1} = 5990 \text{ m/s}$ .

Passant au cas de la détente isotherme, il vient:

$$S_{\sigma_2} - S_L = \frac{5,16 \cdot 10^4}{2,8 \cdot 10^3} = 18,4 \text{ cal/mole} \cdot \text{degré.}$$

<sup>1</sup> Pour des raisons de poids et d'encombrement, il eut été plus rationnel de déterminer les éléments de sortie en se fixant la poussée par unité de surface de la section de sortie:

$$\frac{F}{A_\sigma} = \rho_\sigma \cdot w_\sigma^2 + p_\sigma = \text{Cte};$$

mais cela aurait compliqué inutilement l'exposé.

L'abaque donne alors:

$$H_k = 61.200 \text{ cal/mole}$$

$$H_{\sigma_2} = 39.500 \text{ cal/mole}$$

d'où:  $2 H_L - H_E - H_{\sigma_2} = 66.130 \text{ cal/mole}$ , soit:  $16,3 \cdot 10^6 \text{ K}_j/\text{t}$

d'où:  $w_{\sigma_2} = 5710 \text{ m/s}$ .

L'on voit sur cet exemple que la détente adiabatique l'emporte sur la détente isotherme qui serait d'ailleurs beaucoup plus difficile à réaliser.

### Possibilité d'accroissement de la vitesse d'éjection

Etant donné que nous sommes riches en énergie, mais toujours indigents en masse éjectable, l'on pourrait accroître les vitesses d'éjection moyennant un gaspillage d'énergie.

Pour cela, après avoir traversé le faisceau de bas en haut, le fluide éjectable serait partagé en deux fractions, l'une subissant l'hyperchauffe et l'autre étant dirigée vers des radiateurs où elle rayonnerait son énergie dans l'espace; une fois refroidie, elle serait réinjectée dans l'éjecteur avec un appoint convenable de propulsif frais. L'hyperchauffe s'appliquant alors à un débit-masse plus faible, la température de ce dernier s'accroît, si l'on opère par détente isentropique, ou la partie isotherme de la détente augmente, si l'on opère par détente mixte.

Précisons ceci: soit  $n \%$  la part de débit-masse initial qui subit l'hyperchauffe et considérons d'abord le cas de la détente isentropique. L'équation (9) devient:

$$\frac{P}{2\mu} = H_L - H_E = \frac{n}{100} (H_{I_1}' - H_L) \quad (13)$$

$$\text{d'où: } H_{I_1}' = H_L + \frac{100}{n} (H_L - H_E) = H_I + \frac{100-n}{n} (H_L - H_E). \quad (14)$$

$H_{I_1}'$  est donc bien supérieur à  $H_{I_1}$ , mais il faut toutefois remarquer que  $H_{\sigma}$  va croître également, mais à un degré moindre.

La vitesse sera donnée par:

$$w_{\sigma_1}'^2 = H_{I_1}' - H_{\sigma_1}'. \quad (15)$$

Pour fixer les idées, soit 75% la part de flux hyperchauffé, les autres données étant celles de la précédente application numérique; il vient alors:

$$H_{I_1}' = \frac{7}{3} H_L - \frac{4}{3} H_E = 122.840 \text{ cal/mole}$$

d'où:  $T_{I_1}' = 4340^\circ \text{ K}$  (au lieu de 4100)

et  $w_{\sigma_1}' = 6380 \text{ m/s}$  (au lieu de 5990).

La puissance rayonnée serait alors le 1/8 de la puissance totale.

En réduisant  $n$  à 50%, il viendrait:

$$H_{I_1}'' = 3 H_L - 2 H_E = 157.260 \text{ cal/mole}$$

$$T_{I_1}'' = 4750^\circ \text{ K}$$

$$w_{\sigma_1}'' = 7050 \text{ m/s}.$$

La puissance rayonnée atteindrait ici le 1/4 de la puissance totale.

Dans le cas de la détente mixte, la formule (11) deviendrait:

$$\frac{n}{100} \cdot T_L (S' k - S_L) = H_L - H_E \quad (16)$$

$$\text{et: } w_{\sigma_2}'^2 = \frac{100}{n} \cdot (H_L - H_E) + H_L - H_{\sigma_2}'. \quad (17)$$

Comme application numérique, nous allons rechercher ici la proportion  $N/100$  qui correspond à la détente strictement isotherme.