



REVUE MENSUELLE D'ASTRONOMIE

DE MÉTÉOROLOGIE ET DE PHYSIQUE DU GLOBE

ET

**BULLETIN**

DE LA

**SOCIÉTÉ ASTRONOMIQUE DE FRANCE**

---

L'EXPLORATION PAR FUSÉES

DE LA TRÈS HAUTE ATMOSPÈRE

ET LA

**POSSIBILITÉ DES VOYAGES INTERPLANÉTAIRES**

PAR

R. ESNAULT-PELTERIE

---

**CONFÉRENCE**

faite à l'Assemblée Générale de la SOCIÉTÉ ASTRONOMIQUE DE FRANCE  
le 8 Juin 1927

---

AU SIÈGE DE LA SOCIÉTÉ

HOTEL DES SOCIÉTÉS SAVANTES

28, Rue Serpente, PARIS

1928

**L'EXPLORATION PAR FUSÉES  
DE LA TRÈS HAUTE ATMOSPHERE  
ET LA  
POSSIBILITÉ DES VOYAGES INTERPLANÉTAIRES**

L'EXPLORATION PAR FUSÉES  
DE LA TRÈS HAUTE ATMOSPHÈRE  
ET I.A.  
POSSIBILITÉ  
DES VOYAGES INTERPLANÉTAIRES

par R. ESNAULT-PELTERIE

---

**CONFÉRENCE**

*faite à*

*l'Assemblée générale de la Société Astronomique de France*

le 8 Juin 1927



AU SIÈGE DE LA SOCIÉTÉ ASTRONOMIQUE DE FRANCE

HOTEL DES SOCIÉTÉS SAVANTES

28, RUE SERPENTE, PARIS

—  
1928

## PRÉFACE

---

S'arracher à la Terre pour explorer le champ infini des étoiles, ce rêve est presque aussi ancien que l'humanité elle-même.

M. Robert ESNAULT-PELTERIE, dans la Conférence que l'on va lire, pose scientifiquement le problème sur lequel l'imagination de tant d'auteurs s'est exercée si souvent dans le cours des siècles.

L'écrivain grec LUCIEN dans l'antiquité, Cyrano de BERGERAC au xvii<sup>e</sup> siècle, ont proposé les solutions les plus fantaisistes pour vaincre l'attraction terrestre.

Plus près de nous, qui ne se souvient de l'obus de Jules VERNE et de la curieuse sphère de H.-G. WELLS qui emportait les premiers hommes dans la Lune parce qu'une partie de sa surface était enduite d'une substance mystérieuse formant écran contre la gravité.

Il est intéressant de citer dans ce domaine de l'imagination pure le nom actuellement inconnu du romancier Achille EYRAUD qui proposait, en 1865, de faire usage pour quitter la Terre d'une sorte de fusée ou si l'on préfère d'un moteur à réaction.

L'étude scientifique d'un tel moteur a commencé à être envisagée il y a un peu plus de vingt ans et il semble bien que ce soit M. Robert ESNAULT-PELTERIE qui ait eu la priorité de cette conception vers 1907, bien qu'il n'ait pas publié ses idées avant 1912, date d'une conférence faite par lui sur ce sujet à la Société Française de Physique.

Bien que ce passionnant problème ait été depuis lors étudié par d'autres techniciens, parmi lesquels M. Robert ESNAULT-PELTERIE cite lui-même le Docteur BING et le Professeur américain GODDARD, on peut dire que l'auteur de la Conférence que l'on va lire a été le premier à poser la question dans toute son ampleur ; il a entrepris et poussé déjà fort

loin la théorie scientifique d'un dispositif de propulsion capable d'emporter des êtres vivants dans le mystérieux espace interplanétaire.

Certes le problème est loin d'être résolu, mais c'est avoir déjà franchi une importante étape que de le poser avec tant de netteté et de montrer quels obstacles s'opposent actuellement à la réalisation de la fusée qui doit nous emporter vers les astres.

Peut-être le jour, que l'on peut espérer prochain, où l'humanité saura disposer de la formidable énergie atomique, sera-t-il possible de faire passer dans le domaine des réalités les idées si ingénieuses et si hardies de M. Robert ESNAULT-PELTERIE.

M. ESNAULT-PELTERIE a derrière lui un long passé de très beaux travaux scientifiques de toute nature. En aviation notamment, il a souvent été un précurseur et c'est un peu son habitude de mettre en avant des idées toutes nouvelles dont la réalisation, parfois retardée d'un assez grand nombre d'années, montre combien il avait vu juste et quelle exacte intuition il avait de ce que devait apporter l'avenir.

Le grand public le connaît surtout comme l'inventeur du « manche à balai », ce levier de commande unique qui a été presque universellement adopté par les constructeurs d'avions, mais il est l'auteur de bien d'autres travaux excessivement remarquables et relatifs à l'Aviation, l'Automobilisme et plus généralement à toute la Mécanique.

Il a été un des premiers à appliquer la méthode directe à l'étude des lois de l'Aérodynamique (1905).

Il a construit dès 1906 un monoplan à moteur à l'avant qui était une innovation absolument remarquable pour l'époque.

Il a préconisé, il y a bien longtemps, les essais au sable pour la vérification du coefficient de solidité des avions.

Il étudie actuellement une nouvelle méthode de mesure de la dureté des métaux qui paraît des plus intéressantes.

La Conférence que l'on va lire a été faite à l'Assemblée générale annuelle de la Société Astronomique en 1927. Derrière les calculs et les formules qui sont du plus haut intérêt, le lecteur sentira tout ce que les possibilités envisagées par l'auteur ont de passionnant pour l'imagination humaine.

Avec quelque espoir de voir un jour ce rêve réalisé, l'on peut s'écrier avec le poète :

Si nous pouvions franchir ces solitudes mornes ;  
Si nous pouvions passer les bleus septentrions ;  
Si nous pouvions atteindre au fond des cieux sans bornes,  
Jusqu'à ce qu'à la fin, éperdu, nous voyions,  
Comme un navire en mer croit, monte et semble éclore,  
Cette petite étoile, atome de phosphore,  
Devenir par degrés un monstre de rayons. (V. HUGO.)

Général FERRIÉ,  
*Membre de l'Institut.*

## NOTE DE L'AUTEUR

---

En octobre dernier, mon ami André HIRSCH me signalait divers travaux sur la question ; je tâchai sans succès de me les procurer à Vienne où j'allai peu après. J'y eus connaissance d'un autre travail de M. LORENZ de Dantzig paru dans le numéro du 7 mai 1927 de la *Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure*. Ce travail, très sérieusement fait, mais un peu succinct, indiquait une Bibliographie comprenant les travaux de GODDARD que je connaissais et supplémentairement les ouvrages suivants que j'ignorais :

1925, H. OBERTH, *Die Rakete zu den Planeten Räumen*.

1925, W. HOHMANN, *Die Erreichbarkeit der Himmelskörper*.

1925, M. VALIER, *Der Vorstoss in den Weltraum*.

Les deux premiers viennent seulement de me parvenir ce 14 janvier 1928 et celui de OBERTH porte la date d'édition de 1923 et non 1925.

Dans celui de HOHMANN, j'ai trouvé avec surprise beaucoup de choses qui paraissent ressembler considérablement à certaines parties de mon étude, d'autres points semblent omis, par contre l'étude du freinage dans l'atmosphère est poussée beaucoup plus loin que la mienne, allant jusqu'à considérer un retour par ellipses successives se rétrécissant de plus en plus ; mais l'auteur envisage des passages successifs tangents à 75 kilomètres de hauteur à une vitesse de 11 kilomètres par seconde sans paraître s'être rendu compte de l'échauffement inacceptable du projectile, ce qui rend toute la suite de ses développements inopérants.

Au point de vue du rapport de la masse initiale à la masse finale, les résultats de HOHMANN et les miens se suivent de très près, ce qui est encourageant ; il est curieux qu'il ait, comme moi, fait ses calculs jusqu'à une vitesse d'éjection de 10 000 mètres-seconde, mais il les pousse jusqu'à une accélération de l'ordre de 20 *g* ; le gain devient alors très petit par rapport à 10 *g*.

Ce travail étendu mériterait une étude sérieuse et je n'ai pu qu'y jeter un coup d'œil ; je regrette vivement de n'en pas avoir eu connaissance plus tôt.

Celui de OBERTH, également étendu et digne de retenir l'attention, semble conçu différemment, il paraît s'étendre particulièrement sur les effets des variations de grandeur de l'accélération ; il va jusqu'à donner des dessins de fusées. Je me réserve de l'étudier également à tête reposée.

Ayant fait débiter mon travail par une sorte d'historique, je ne pouvais me dispenser de citer ces deux intéressants ouvrages et de leur rendre hommage ; je m'excuse si j'en omet d'autres par ignorance, il n'est pas facile de se documenter en ces matières et notamment je n'ai pas encore pu obtenir la brochure susmentionnée de VALIER.

ROBERT ESNAULT-PELTERIE.

# L'EXPLORATION PAR FUSÉES DE LA TRÈS HAUTE ATMOSPHÈRE ET LA POSSIBILITÉ DES VOYAGES INTERPLANÉTAIRES

---

MONSIEUR LE PRÉSIDENT, MESDAMES, MESSIEURS,

Notre Président, M. le Général FERRIÉ, sur la suggestion de notre Collègue, M. André HIRSCH, m'a demandé il y a quelque temps de refaire devant notre Société, avec plus de détails, la communication que j'avais déjà faite le 15 novembre 1912 devant la Société Française de Physique. J'y ajouterai un aperçu des travaux auxquels je me suis livré depuis sur le même sujet.

## INTRODUCTION

Lorsque, il y a quinze ans, je voulus prendre date par une communication sur les possibilités et difficultés de la locomotion interplanétaire, et bien que l'aviation encore naissante, mais déjà résolue, eût dû avoir ouvert les esprits, il me fallut prendre de multiples précautions oratoires, et notamment déguiser traitreusement le but réel de mon fallacieux discours sous le titre anodin « Considérations sur les résultats d'un allègement indéfini des moteurs ». Aujourd'hui il m'a été donné de pouvoir présenter mes idées sous un titre exact.

Dans mon ancienne communication du reste, les lignes, je pourrais dire les mots, me furent si parcimonieusement comptés par le Secrétaire du *Journal de Physique*, que ma pensée y est souvent à peine intelligible, comme j'aurai à l'expliquer plus loin, et ceci m'amènera à vous donner certains développements qui me furent impossibles il y a quinze ans.

Mes idées sur le sujet ne datent pas de cette époque ; dès longtemps j'avais été frappé de l'extraordinaire erreur faite par Jules VERNE dans son livre *De la Terre à la Lune*, où il enferme ses voyageurs dans un projectile lancé par un canon de 300 mètres de long et, pour éviter qu'ils ne



soient écrasés par inertie au départ, met au fond de son obus, un plancher écrasable de 2 mètres de haut. Ceci équivalait pratiquement à remplacer son canon insuffisant de 300 mètres par un canon de 302 mètres, c'est-à-dire à ne pas modifier sensiblement les conditions d'aplatissement de ses voyageurs. J'avais inversement conclu à la nécessité de disposer de centaines de kilomètres pour accélérer le projectile, ce qui conduisait tout naturellement à l'usage de la fusée.

Ma conception remonte fort loin, si loin même que je ne saurais dans ma mémoire en retrouver la date initiale ; heureusement il en subsiste une trace déjà ancienne dans le livre du Capitaine FERBER, *De crête à crête, de ville à ville, de continent à continent*, où il dit, page 161 :

« Pour aller plus haut, et l'homme voudra aller plus haut, il faudra adopter un principe différent. Le principe de la fusée est tout indiqué. Le moteur à réaction s'en déduit. L'homme sera enfermé dans une enceinte où l'air respirable lui sera fabriqué. A vrai dire, il ne montera plus une machine volante, mais plutôt un projectile dirigeable. La réalisation de cette idée n'a rien d'impossible pour la pensée et la puissance humaines qui seront en progrès tant que le Soleil déversera sur la planète une énergie suffisante.

« La diminution de chaleur sera peut-être même la cause d'un nouveau progrès, car la vie terrestre un jour sera menacée. Un terrible dilemme se posera : ou retourner au néant à travers la décrépitude lente des régressions, ou, pour y échapper, vaincre avec un nouvel engin l'immensité.

« Certainement le voudra et l'exécutera un groupe de ces surhommes du futur, mille fois plus puissants, mille fois plus intelligents que nous, qui, pourtant, les concevons obscurément en esprit et les savons inclus dans les parties les plus profondes de notre être.

« Certes ils abandonneront la planète inhospitalière et c'est là le but ultime du plus lourd que l'air qui vient de naître sous nos yeux étonnés et ravis. (1) »

« (1) Nous ne voulons pas être taxé de rêveur, et quelque téméraire que puisse paraître cette conclusion, c'est aussi celle à laquelle arrivent WELLS, ESNAULT-PELTERIE, ARCHDEACON, QUINTON et d'autres philosophes. (Note de l'auteur.) »

La préface de ce livre est signée de FERBER à la date du 26 juillet 1908 ; donc j'avais déjà eu des conversations avec lui à ce sujet au plus tard dans la première moitié de 1908.

Il est curieux de remarquer que, quelque hardie qu'elle fût, une idée analogue devait venir vers la même époque à un autre homme, le Docteur André BING, que je n'avais pas alors le plaisir de connaître et qui, à la suite de ma communication de 1912, me fit part qu'il avait, le 10 juin 1911, pris sur le même sujet un brevet belge n° 236377 pour un « appareil destiné à permettre l'exploration des hautes régions de l'atmosphère, si raréfiée que soit cette atmosphère » et que du reste il avait eu, plusieurs années auparavant, des conversations à ce sujet notamment avec mon collègue de la Société des Savants et Inventeurs de France, M. Edouard BELIN, l'inventeur de la transmission de la vision à distance.

Enfin, en 1912 et 1913, le Professeur américain Robert H. GODDARD se livra, à l'Université de Princeton aux Etats-Unis, à des calculs théoriques, puis, en 1915 et 1916, à la Clark University (Worcester, Massachusetts), à des expériences sur des fusées destinées à explorer la très haute atmosphère, suivant une conception qui reproduit d'une façon frappante celle du Docteur André BING. Le Professeur avait même conclu à la possibilité d'envoyer dans la Lune un projectile chargé de poudre au magnésium, dont l'éclair serait visible de la Terre au télescope.

De la lecture du brevet du Docteur BING, on recueille l'impression que l'auteur n'a probablement pas effectué de calculs approfondis sur la question, mais qu'il a dû simplement y songer, et, comme il me l'écrivait en 1913, voulu s'assurer par ce brevet un titre de priorité. Il est toutefois digne de remarque qu'il avait conçu, sans peut-être l'exprimer avec une parfaite clarté, la possibilité d'atteindre une altitude presque indéfinie avec un système de fusées successives dont chacune est abandonnée aussitôt après qu'elle est consumée, ce qui est le grand principe du Professeur GODDARD par lequel on aboutit à pouvoir expulser hors de l'attraction terrestre un projectile d'un poids quelconque, pourvu que l'on se serve au départ d'un projectile au moins six cents fois plus lourd. C'est-à-dire que si, par exemple, on voulait envoyer dans les espaces intersidéraux ou sur la Lune (ce qui pratiquement revient au même) un projectile de un kilogramme, il faudrait qu'au départ le projectile initial pesât au moins 600 kilogrammes.

Les résultats du Professeur GODDARD et les miens ont pu sembler à première vue contradictoires puisque le premier concluait à la possibilité qui vient d'être dite tandis que je concluais, moi, à l'impossibilité de réaliser actuellement un *véhicule* capable de s'affranchir du joug de l'attrac-

tion terrestre, cette réalisation nécessitant qu'au préalable on arrive à maîtriser et à manier des sources d'énergie d'une puissance massique comparable à celle du radium, lequel malheureusement était à ce moment, et semble encore pratiquement insensible à nos moyens d'action les plus violents.

La contradiction n'est qu'apparente et provient simplement du fait que le Professeur GODDARD et moi avons considéré et étudié la question à partir de points de vue totalement différents :

Lui voulait simplement envoyer un projectile chargé de poudre jusque sur la Lune et en constater l'arrivée au télescope ;

Moi, j'envisageais les conditions à réaliser pour qu'un véhicule puisse transporter des êtres vivants d'un astre à l'autre et les ramener sur la Terre.

J'avais parfaitement vu la possibilité d'expédier une faible fraction d'un projectile à une distance quelconque, comme en témoigne la formule (4) de ma communication de 1912, ainsi que la phrase qui la suit au haut de la page 5, mais, m'étant rendu compte de l'énorme masse initiale nécessaire pour la propulsion d'une très faible masse finale, j'avais jugé le procédé inapplicable à un véhicule habité pour lequel, avec les moyens dont on disposait alors, il eût fallu, comme je le démontrerai plus loin, une masse initiale qui représente, non plus six cents fois, mais plusieurs milliers de fois la masse finale, si l'on ne voulait écraser les voyageurs au départ presque aussi bien qu'avec le canon de Jules VERNE et encore pour une autre raison qui sera exposée.

C'est, en fait, la condensation exagérée imposée à ma communication de 1912 qui est responsable de l'apparente divergence des conclusions pour le lecteur qui ne s'astreint pas à un sérieux effort d'attention.

Ceci posé, ma présente communication se développera dans l'ordre suivant :

CHAPITRE PREMIER. — Etude du mouvement de la fusée dans le vide ; équation du mouvement ; forme la plus économique ; fusée cylindrique, fusée conique et fusée exponentielle ; altitudes et vitesses de fin de combustion ; altitudes et vitesses de libération ; coefficients d'utilisation.

CHAPITRE II. — Etude du mouvement de la fusée dans l'air ; équation du mouvement ; équation de la résistance de l'air ; coefficient balistique ; forme la plus économique ; sous certaines conditions, la résistance de l'air n'altère pas considérablement les résultats établis pour le vide ; température de l'air comprimé devant la fusée ; accélérations admissibles.

CHAPITRE III. — Utilisation des fusées pour l'exploration de la très haute atmosphère ou un voyage interplanétaire ; tir sur la Lune ; trajectoires circumlunaires ; conditions dépendant de la vitesse d'éjection ; quelles vitesses d'éjection peut-on espérer ? probabilités de réalisation.

CHAPITRE IV. — Conditions nécessaires pour le transport d'êtres vivants : véhicule interplanétaire ; habitabilité, action physiologique de la suppression du champ gravitant ; dirigeabilité ; conditions de réalisation ; durée et vitesses des trajets vers Vénus et vers Mars.

CHAPITRE V. — Quel intérêt scientifique y aurait-il à visiter d'autres mondes ? Qu'a-t-on chance d'y rencontrer ? Sont-ils habités ?

CONCLUSIONS.

---

## CHAPITRE PREMIER

### Mouvement de la fusée dans le vide.

L'étude de ce problème simplifié est très importante pour guider ensuite celle du problème intégral avec résistance de l'air.

L'ascension d'une fusée se divise en deux périodes : la première est celle de la combustion, donc de l'accélération du mobile ; la seconde est celle où, après épuisement du combustible, le mobile n'est plus soumis à aucune propulsion, mais continue sa trajectoire en vertu de la vitesse acquise.

Je considérerai uniquement des trajectoires rectilignes zénithales et j'appellerai :

$V$ , la vitesse de la fusée à l'instant considéré,

$v$ , la valeur absolue de la vitesse d'éjection,

$m$ , la masse actuelle de combustible (au temps  $t$ ,  $m = m_0$ ),

$p$ , la masse finale du mobile,

$M = m + p$ , la masse totale à l'instant considéré,

$F$ , la force de réaction à l'instant considéré,

$\Gamma$ , l'accélération réactionnelle,

—  $dm$ , l'élément de masse qui est éjecté pendant l'élément de temps  $dt$  considéré,

$y$ , l'altitude à l'instant considéré,

$G$ , l'accélération de la pesanteur à l'altitude considérée (au niveau du sol  $G = g$ ),

$R$ , la force retardatrice due à la résistance de l'air.

*Remarque.* — Je considérerai comme positives les longueurs, forces et accélérations dirigées vers le haut et inversement.  $V$  sera affecté des mêmes signes, seuls  $v$ ,  $G$  et  $R$  seront positifs par essence.

*Réaction dans une tuyère.* — Soit une tuyère d'éjection en régime permanent (fig. 1). La masse de gaz qu'elle contient à l'instant  $t$  est comprise

entre les plans A et B ; soit A'B' la position de cette même masse de gaz à l'instant  $t + dt$ .

La portion comprise entre les plans A' et B est la même et dans le même état dans les deux cas.

La portion comprise entre B et B' est la masse  $-dm$  éjectée pendant

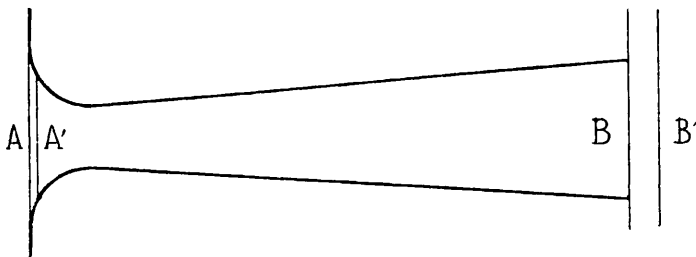


Fig. 1.

le temps  $dt$  et la masse comprise entre A et A' lui est nécessairement égale. Cette dernière n'a acquis qu'une vitesse infiniment petite, donc une quantité de mouvement qui est un infiniment petit du second ordre ; au contraire la première a acquis la vitesse finale d'éjection, c'est-à-dire une quantité de mouvement  $-\rho \cdot dm$  du premier ordre.

Comme les autres parties du gaz ont conservé leurs vitesses, le théorème des projections des quantités de mouvement nous donne

$$F \cdot dt = -\rho \cdot dm ; \quad (1)$$

soit

$$F = -\rho \frac{dm}{dt} \quad (2)$$

et l'accélération réactionnelle est

$$F = -\frac{\rho}{M} \frac{dm}{dt} = -\frac{\rho}{M} \frac{dM}{dt} \quad (1) \quad (3)$$

Comme  $dm$  et  $dM$  sont négatifs, on voit que  $F$  est positif.

#### Equation du mouvement. Diagramme représentatif.

Pour rendre les formules plus parlantes je considérerai  $G$  et  $R$  en valeur absolue et écrirai l'équation générale du mouvement :

$$M \frac{d^2y}{dt^2} = MG - R ; \quad (4)$$

(1)  $-dM$  représente la portion de la masse totale  $M$  du projectile qui a été éjectée pendant l'intervalle du temps  $dt$ , naturellement  $dM = dm < 0$ .

mais comme, pour l'instant, il s'agit uniquement du mouvement dans le vide, cette équation se réduit à

$$M \frac{d^2y}{dt^2} = M\Gamma - MG \quad , \quad (4 \text{ bis})$$

ou d'après (3)

$$\frac{d^2y}{dt^2} = -\frac{v}{M} \frac{dM}{dt} - G \quad . \quad (5)$$

Je tracerai le diagramme représentatif du mouvement en portant les  $V$  en abscisses et les  $y$  en ordonnées, en me limitant à la portion du plan qui contient les  $y$  et les  $V$  positifs, et remarquerai que j'ai

$$\frac{dy}{dt} = V \quad , \quad (6)$$

d'où,

$$\frac{d^2y}{dt^2} = \frac{dV}{dt} = V \frac{dV}{dy} \quad , \quad \frac{dM}{dt} = V \frac{dM}{dy} ; \quad (7)$$

on peut donc écrire l'équation (5) sous la forme

$$V \frac{dV}{dy} = -\frac{Vv}{M} \cdot \frac{dM}{dy} - G \quad , \quad (8)$$

soit

$$-\frac{dM}{M} = \frac{V \cdot dV + G \cdot dy}{Vv} \quad . \quad (9)$$

*Courbe critique.* — J'appellerai *courbe critique* la courbe représentative du mouvement d'un *projectile* sans propulsion. Cette dénomination provient de ce que, pour atteindre une altitude donnée  $Y$ , il est inutile de soumettre le mobile à une accélération jusqu'à cette altitude même ; il suffit de l'accélérer jusqu'à ce que son point figuratif atteigne un point quelconque de la courbe critique passant par l'altitude désirée  $Y$  ; il continue ensuite par inertie jusqu'à cette altitude.

L'équation d'une courbe critique est simplement l'équation (4 bis) dans laquelle on fait  $\Gamma = 0$ , c'est-à-dire d'après l'équation (8)

$$V \frac{dV}{dy} = -G \quad , \quad (10)$$

ou, pour de faibles altitudes (on verra plus loin ce qu'il faut entendre par faibles altitudes),

$$V \frac{dV}{dy} = -g = \text{Constante} \quad , \quad (10 \text{ bis})$$

cette dernière s'intégrant

$$V_0^2 - V^2 = 2gy \quad . \quad (10 \text{ ter})$$

L'équation (10) mise sous la forme

$$V \cdot dV + G \cdot dy = 0 \quad , \quad (11)$$

montre que, tout le long de sa trajectoire dans le vide, un projectile de masse constante conserve une énergie totale constante ; je désignerai par  $g \cdot \eta$  l'énergie totale de l'unité de masse et poserai

$$V \cdot dV + G \cdot dy = g \cdot d\eta \quad . \quad (12)$$

Par rapport à la variable  $\eta$ , l'équation d'une courbe critique dans le vide est donc simplement

$$d\eta = 0 \quad . \quad (13)$$

Pour avoir l'expression de  $\eta(V, y)$ , il suffit d'intégrer (12) ; pour cela je considérerai d'abord que, en désignant par  $a$  le rayon terrestre, j'ai

$$G = \frac{g}{\left(1 + \frac{y}{a}\right)^2} \quad . \quad (14)$$

soit

$$g \cdot d\eta = V \cdot dV + \frac{g \cdot dy}{\left(1 + \frac{y}{a}\right)^2} \quad , \quad (14 \text{ bis})$$

d'où

$$g \cdot \eta = \frac{V^2}{2} - g \frac{a}{\left(1 + \frac{y}{a}\right)} + \text{Constante} \quad . \quad (15)$$

Si l'on prend  $\eta = 0$  pour  $y = V = 0$ , cette équation devient

$$\eta = \frac{V^2}{2g} + \frac{y}{1 + \frac{y}{a}} \quad . \quad (16)$$

Si  $y$  est suffisamment petit devant  $a$ , on a simplement

$$\eta = \frac{V^2}{2g} + y \quad . \quad (16 \text{ bis})$$

*Courbe la plus économique.* — Même dans le cas où aucune résistance de pénétration n'est à vaincre, on devine que pour atteindre des altitudes de plusieurs centaines de kilomètres, l'énergie à mettre en jeu va être considérable et que la question primordiale va être celle de la masse de



combustible minimum nécessaire à élever à l'altitude désirée la masse finale  $p$ .

Traçons donc la courbe critique (fig. 2)  $V_0AY(\eta_1)$  passant par l'altitude finale et soit OBA une courbe figurative quelconque de la période de combustion et propulsion.

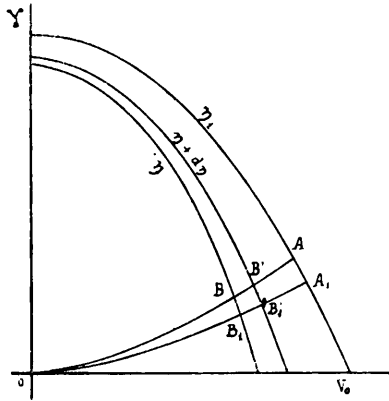


Fig. 2.

Intégrons l'équation (9), il vient

$$\mathcal{L} \frac{M_0}{p} = \int_{(OBA)} \frac{V \cdot dV + G \cdot dy}{V \cdot \nu} \quad (17)$$

Comme  $\left(1 + \frac{m_0}{p}\right) = \frac{M_0}{p}$ , varie dans le même sens que  $\mathcal{L} \left(\frac{M_0}{p}\right)$ , il suffit de chercher le minimum de l'intégrale figurant au second membre.

Traçons deux courbes critiques  $\eta$  et  $(\eta + d\eta)$  telles que

$$\eta < \eta + d\eta < \eta_1 \quad (18)$$

et coupant la courbe de propulsion aux points B et B'.

Les équations (9) et (12) nous donnent

$$g \cdot d\eta = -V\nu \frac{dM}{M} \quad (19)$$

où  $dM$  est négatif,  $g$ ,  $V$ ,  $\nu$  et  $M$  positifs ;  $d\eta$  est donc lui-même positif et le point figuratif de la période de propulsion traverse successivement toutes les courbes critiques dans le sens des  $\eta$  croissants *sans jamais rétrograder*.

D'autre part l'élément différentiel du second membre de (17), s'écrit en vertu de (12)

$$\frac{g \cdot d\eta}{V\nu} \quad (20)$$

Traçons une courbe  $OB_1B'_1A_1$  dont aucune portion ne se trouve au-dessus de la courbe  $OBB'A$  et dont au moins un élément,  $B_1B'_1$  par exemple, est au-dessous. Les deux portions élémentaires  $BB'$  et  $B_1B'_1$  correspondent à une même valeur de  $d\tau$ , le plus petit des deux éléments différentiels sera donc celui pour lequel le produit  $Vv$  sera le plus grand et ceci est vrai pour n'importe quel couple d'éléments déterminés comme ci-dessus.

Ceci nous conduit à envisager de suite le plus grand  $v$  possible et comme ce maximum est fixé par les limites qu'imposent les propriétés physico-chimiques des explosifs dont nous pouvons disposer, nous pouvons admettre que nous l'avons une fois pour toutes choisi le plus grand possible et le considérer dorénavant comme une constante.

On voit alors, de par la forme des courbes  $\tau$ , que, des deux éléments  $BB'$  et  $B_1B'_1$ , c'est le second qui correspond au plus grand  $V$  et ce raisonnement s'applique à tous les éléments successifs correspondants qui constituent  $OBA$  et  $OB_1A_1$  montrant que la seconde courbe est plus avantageuse que la première.

Passant à la limite, on voit que la courbe de combustion la plus économique est la portion  $OV_0$  de l'axe des  $V$  ; c'est celle pour laquelle le rapport  $M_0/p$  sera minimum.

La période de combustion doit alors être instantanée, entraînant une accélération infinie et le mobile n'ayant pas pendant ce temps subi de déplacement,  $dy = 0$  de telle sorte que (17) se réduit à

$$e^{\frac{M_0}{p}} = \int_0^{V_0} \frac{dV}{v} = \frac{V_0}{v} \quad , \quad (21)$$

ou

$$\left(\frac{M_0}{p}\right)_{min} = e^{\frac{V_0}{v}} \quad . \quad (22)$$

Si maintenant nous considérons la formule (16) appliquée successivement au point  $V_0$  et au point  $Y$  de la courbe  $\tau_1 = \text{constante}$ , nous voyons que

$$\frac{V_0^2}{2g} = \frac{Y}{1 + \frac{Y}{a}} \quad , \quad (23)$$

de telle sorte que (22) devient

$$\left(\frac{M_0}{p}\right)_{min} = e^{\frac{1}{v}} \sqrt{\frac{2gY}{1 + Y/a}} \quad . \quad (23 \text{ bis})$$

Si  $Y$  est très petit devant le rayon terrestre  $a$ , on a simplement :

$$\left(\frac{M_0}{P}\right)_{min} = e^{\frac{1}{v}} \sqrt{2gY} \quad (23\ ter)$$

Nous voyons ainsi que, selon la condition théorique la plus favorable et si nous admettons une vitesse d'éjection de 2 000 mètres-seconde, il nous faudra, pour libérer de l'attraction terrestre une masse finale de un kilogramme, utiliser une masse initiale de 269 kilogrammes, chiffre très inférieur à celui du Professeur GODDARD, dont le calcul s'applique à l'air et non au vide. Si l'on réalisait une vitesse d'éjection de 2 500 mètres/seconde, cette limite absolue se trouverait même abaissée à 88 kilogrammes.

Il ne faut toutefois pas perdre de vue que ces chiffres ne correspondent qu'à des conditions purement abstraites et que s'il fallait communiquer à une masse finie une accélération instantanée et infinie, il faudrait réduire cette masse à un plan sans épaisseur de telle sorte que la masse par unité de surface soit nulle, mais alors sa surface deviendrait infinie et la limite ainsi obtenue n'aurait plus de sens au point de vue physique ; plus encore, lorsqu'il s'agira ultérieurement de propulsion à travers l'atmosphère, la question de réduction de la section prendra au contraire une importance capitale.

*Section minimum.* — La théorie vient d'assigner à la section d'éjection par unité de masse une limite supérieure infinie ; il semble désirable d'examiner dès maintenant si, dans l'autre sens, cette section par unité de masse peut être à volonté diminuée indéfiniment ou si elle est assujettie à une limite inférieure et laquelle. Ceci toujours dans le vide et d'un point de vue purement théorique, mais dans le but de préparer l'étude ultérieure dans l'air.

*Définition de la section d'éjection.* — La détente d'un gaz parfait dans une tuyère donne naissance à une vitesse d'éjection qui a pour expression

$$v^2 = 2RT_0 \frac{\gamma}{\gamma - 1} \left[ 1 - \left(\frac{P}{P_0}\right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} \right] , \quad (24)$$

de telle sorte que si nous détendons le gaz jusqu'à une pression nulle, nous devrions théoriquement en transformer toute l'énergie en force vive sauf les pertes par frottement.

Il faut ici remarquer que la pression à l'orifice de sortie de la tuyère n'est pas déterminée par la pression du milieu où le gaz se déverse, mais bien par le rapport de la section de sortie à la section au col (compte tenu de la pression et de la température initiales, je ne referai pas ici toute la théorie de la tuyère de Laval). Il résulte de là que pour le cas du vide, la section de sortie, pour être correcte, devrait être infinie, ce qui nous ramène au même non sens que ci-dessus.

Pour résoudre cette difficulté, il suffira de faire fonctionner la fusée à très haute pression (1 000 ou même 2 000 kilogrammes/centimètre carré) de telle sorte que, même avec un très grand rapport de détente (100 ou 200), les gaz aient encore à la sortie une pression assez forte (10 ou 20 kilogrammes/centimètre carré), tout en ayant transformé en force vive la majeure partie de leur énergie (théoriquement 74 p. 100 pour un rapport de détente de 100 et, dans les expériences de Goddard, avec un rapport de détente qui n'est pas indiqué, 64 p. 100 en réalité).

On peut conclure de ceci que la section de sortie de la tuyère devra être la plus grande possible, c'est-à-dire égale au maître couple du projectile ; aux très hautes pressions auxquelles on fonctionnera, ce maître-couple permettra un rapport de détente suffisant à transformer la majeure partie de l'énergie de l'explosif en force vive.

Ces considérations vont nous permettre de faire nos raisonnements sur des fusées théoriques simplifiées de la façon suivante :

La section d'éjection va être la section de sortie de la tuyère et elle sera toujours égale au maître-couple du projectile ; *le gaz traverse cette section dans son état final et avec la vitesse d'éjection  $v$ .*

Si nous considérons qu'en avant de la tuyère se trouve le réservoir à explosif, celui-ci s'y consomme avec une certaine vitesse qui est naturellement proportionnelle au débit-masse du gaz éjecté.

Nous remplacerons donc la fusée réelle par une fusée théorique constituée par une masse d'explosif supposé solide, de révolution autour de la direction de la vitesse à l'instant considéré et terminée à l'arrière par une surface plane normale à cette vitesse.

Cette face plane sera la surface fictive de combustion, projetant directement vers l'arrière les gaz de la combustion à la vitesse  $v$  et progressera dans la masse du combustible à une vitesse telle que le débit de gaz corresponde constamment au maintien de la vitesse d'éjection  $v$  sur toute la surface actuelle d'éjection.

Comme cette simplification purement théorique est en réalité incompatible avec une bonne utilisation de l'énergie qui exige l'emploi d'une tuyère, il était nécessaire de montrer qu'elle n'altère pas le raisonnement et qu'elle est donc légitime ; elle a l'avantage comme on le verra d'éclaircir beaucoup la discussion.

Quand il sera parlé de fusée cylindrique, il faudra comprendre qu'il s'agit simplement d'une fusée à section d'éjection constante ; quand il sera parlé de fusée conique, il faudra comprendre qu'il s'agit d'une fusée dont la section d'éjection demeure proportionnelle à la puissance deux tiers de la masse restante ; quand enfin il sera parlé de fusée à propulsion constante, il faudra comprendre qu'il s'agit d'une fusée dont la section d'éjection demeure proportionnelle à la masse restante.

La section d'éjection étant maintenant clairement définie, nous voyons que le volume des gaz expulsés pendant l'élément de temps  $dt$  considéré a pour expression

$$vS \cdot dt \quad . \quad (25)$$

Soit  $\rho$  la densité de cette matière, supposée homogène au moment où la vitesse  $v$  est atteinte. La masse expulsée est

$$\rho vS \cdot dt = -dM \quad , \quad (26)$$

de sorte que d'après (3)

$$r = \frac{\rho v^2 S}{M} \quad (27)$$

et la force de propulsion est

$$F = \rho v^2 S \quad , \quad (28)$$

expression où  $\rho$  est fixé en même temps que  $v$  par les propriétés physiques de la matière employée ; il ne reste donc que  $\frac{S}{M}$  dont on puisse arbitrairement disposer.

Pour que le départ ait lieu, il faudra nécessairement que l'on ait

$$F_v \geq g \quad , \quad (29)$$

c'est-à-dire

$$S_0 \geq \frac{gM_0}{\rho v^2} \quad . \quad (30)$$

Le second membre de l'inégalité représente le minimum possible de la surface d'éjection nécessaire à enlever la masse initiale  $M_0$ , nous l'appellerons

$$\sigma_{min} = \frac{gM_0}{\rho v^2} \quad . \quad (31)$$

**Meilleure utilisation d'une section donnée  $\Sigma$ .**

Soit un appareil A de révolution autour de la direction de la vitesse et de méridienne quelconque, je le comparerai à un appareil cylindrique C, de même masse initiale et de même masse finale, dont la section d'éjection constante est égale à la plus forte section d'éjection de A ; on aura donc toujours

$$S_A \leq S_C \quad , \quad (32)$$

donc d'après (28)

$$F_A \leq F_C \quad (33)$$

et ceci pour des altitudes quelconques, donc aussi pour les mêmes altitudes.

La vitesse de consommation massique, par conséquent l'allègement de A, sera toujours plus faible ou au plus égal à celui de C ; au bout *du même temps*, la masse restante de A sera donc toujours plus grande ou au moins égale à la masse restante de C. Si cependant, comme il a été fait, on prend pour variable indépendante l'altitude  $y$  et non pas le temps, cette condition n'est plus obligatoire et deux cas peuvent se présenter.

1° *Aux mêmes altitudes, la masse restante de A est toujours supérieure à celle de C.*

On a entre les travaux élémentaires reçus respectivement dans un même intervalle  $dy$  la relation

$$F_A dy \leq F_C dy \quad (34)$$

et cette inégalité est vraie pour un intervalle  $dy$  quelconque. Or, ces travaux seront utilisés respectivement à vaincre ceux de la pesanteur et à fournir les énergies cinétiques, ce qui nous donne à une même altitude

$$M_A (V_A dV_A + G dy) \leq M_C (V_C dV_C + G dy) \quad (35)$$

et comme il a été supposé que, dans ce premier cas, on a toujours

$$M_A \geq M_C \quad , \quad (36)$$

on a donc *a fortiori*

$$V_A dV_A + G dy \leq V_C dV_C + G dy \quad , \quad (37)$$

d'où

$$V_A dV_A \leq V_C dV_C \quad (37 bis)$$

En sommant de zéro à  $y$  quelconque et extrayant la racine carrée, on obtient

$$V_A \leq V_0 \quad ; \quad (38)$$

mais la fusée A possède au moins en un point une section plus petite que celle de  $S_c$ , faute de quoi les deux fusées seraient identiques; on aura donc toujours

$$V_A < V_C \quad (38 \text{ bis})$$

Cette dernière inégalité s'applique naturellement aussi bien à la sommation jusqu'à l'altitude où la matière consommable de l'une des deux fusées est entièrement consumée; d'après les prémisses posées, ceci arrive pour la fusée cylindrique à une altitude où l'autre conserve encore un reste de matière consommable.

Si l'on porte les courbes représentatives de ces deux combustions (fig. 3) sur le diagramme  $Vy$  on voit qu'en vertu de l'inégalité (38 bis)

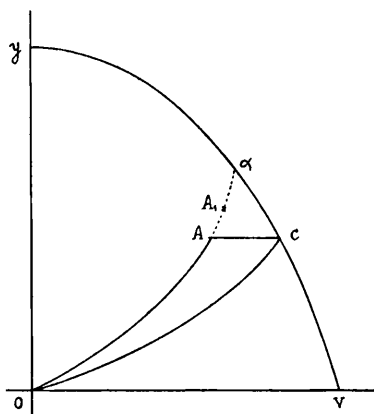


Fig. 3.

la courbe OC est au-dessous de la courbe OA, mais, pour l'altitude finale C, A possède encore une réserve d'énergie utilisable.

Si l'on supposait que cette énergie puisse être dépensée instantanément, au moment où A atteint l'altitude de fin de combustion de C, sa courbe figurative deviendrait parallèle à l'axe des V, mais ne pourrait atteindre le point terminal de la courbe C. Si en effet elle le faisait, ce serait au prix d'une consommation de combustible supérieure à celle de C puisque, d'après la démonstration précédemment faite, la courbe OAC correspondrait à une consommation supérieure à celle de OC.

Comme en réalité une consommation instantanée du restant de la réserve de A nécessiterait comme il a été dit une section d'éjection infinie, la courbe de A ne peut même pas s'infléchir suivant AC ; elle continue à monter jusqu'en A<sub>1</sub> par exemple, mais il est alors *a fortiori* impossible au point figuratif de A d'atteindre la courbe critique passant par C, puisque cela nécessiterait une consommation encore supérieure à celle de OAC.

2° Si la fusée A se trouvait demeurer très longtemps à une altitude peu variable, il pourrait arriver que, s'étant ainsi consumée, elle atteigne une altitude ultérieure avec une masse restante plus faible que celle de la fusée cylindrique à la même altitude.

*Nous considérerions alors qu'à chaque altitude où la fusée A tend à devenir plus légère que la fusée C, nous l'en empêcherions en faisant abandonner à la seconde des éléments de sa masse active de manière à conserver à toute altitude l'existence de l'inégalité*

$$M_C \leq M_A \quad ; \quad (36)$$

la démonstration précédente demeurerait ainsi inaltérée, bien que l'efficacité de la fusée C ait été finalement diminuée.

*Conclusion.* — Si nous appelons coefficient d'utilisation d'une fusée le quotient

$$U = \frac{p}{M_0} \quad , \quad (39)$$

nous pouvons dire que la fusée cylindrique a un meilleur coefficient d'utilisation que n'importe quelle fusée de même section maximum ; ceci devant être compris en ce qu'elle peut aussi bien enlever à la même hauteur une masse finale plus grande ou enlever la même masse finale à une plus grande hauteur.

*Comparaison des fusées cylindriques de même section entre elles.* — Considérons une fusée cylindrique pour laquelle on ait

$$\Sigma > \sigma_{min} \quad ; \quad (40)$$

il en résultera

$$\Gamma_0 > g \quad (40')$$

et l'appareil ne sera pas limité au décollage ; il s'élèvera suivant une certaine loi.

Supposons maintenant que nous supprimons cette aisance au décollage



en lui ajoutant un cylindre d'explosif de la même section  $\Sigma$  et de masse  $m_1$ , telle que

$$M_0 + m_1 = \frac{\rho v^2 \Sigma}{g} . \quad (41)$$

Au moment où cette masse  $m_1$  est entièrement consommée et où l'appareil initialement considéré va seulement entrer en action, il aura déjà pris une certaine vitesse et atteint une certaine altitude, de telle façon que la combustion continuant maintenant dans l'appareil primitif, celui-ci aura à chaque instant et pour la même masse restante une altitude et une vitesse supérieures à celles qu'il aurait eues s'il avait quitté le sol par ses propres moyens.

On aura donc ou bien augmenté l'altitude finale, ou bien augmenté la masse finale si l'on arrête la consommation au moment où le point figuratif du second appareil atteint la courbe critique de l'appareil primitif.

Conclusion : de toutes les fusées cylindriques de même section, c'est celle de masse initiale maximum qui élève le plus haut une même masse finale ou qui élève à la même hauteur une masse finale plus forte, *mais ceci au prix d'une diminution de coefficient d'utilisation*  $\left(\frac{P}{M_0}\right)$ .

*Courbe critique.* — On a vu que pour atteindre une altitude donnée  $H$ , il suffit de laisser brûler jusqu'au moment où le point figuratif  $(V, y)$  atteint la courbe critique dont le point terminal est  $V = 0, y = H$ .

L'équation de cette courbe s'obtient immédiatement d'après (16) et les deux valeurs ci-dessus ; elle est

$$\frac{V^2}{2g} + \frac{y}{1 + \frac{y}{a}} = \frac{H}{1 + \frac{H}{a}} , \quad (42)$$

ou

$$\frac{V^2}{2g} = \frac{H}{1 + \frac{H}{a}} - \frac{y}{1 + \frac{y}{a}} . \quad (43)$$

En faisant tendre  $H$  vers l'infini on obtient

$$\frac{V^2}{2g} = a - \frac{y}{1 + \frac{y}{a}} = \frac{a}{1 + \frac{y}{a}} . \quad (44)$$

Telle est l'équation de la courbe de libération d'un projectile dans le vide.

**Propriétés à la limite de diverses formes de fusées.**

Avant d'attaquer le problème complet avec résistance de l'air, il est intéressant de vérifier quelles sont les limites théoriques imposées à nos réalisations éventuelles.

Pour simplifier le langage, je m'exprimerai comme si les fusées considérées étaient réellement cylindriques, coniques ou d'une autre forme déterminée (voir p. 14), de section d'éjection  $S$  et de longueur  $l$  à l'instant  $t$ , et constituées d'une matière homogène de densité  $\rho'$  dans laquelle la flamme se propage à la vitesse  $v'$ .

Ceci revient à dire que l'on a, à chaque instant

$$-\frac{dl}{dt} = v'; \tag{45}$$

on aura donc, à chaque instant également

$$-\frac{dM}{dt} = \rho v S = \rho' v' S, \tag{46}$$

d'où

$$v' = v \frac{\rho}{\rho'} = \text{Constante} \tag{47}$$

et (45) s'intégrera

$$l = l_0 - v't. \tag{48}$$

Si la longueur initiale  $l_0$  de la fusée est finie, il y aura un temps de combustion totale fini

$$T = \frac{l_0}{v'} = \frac{l_0}{v} \cdot \frac{\rho}{\rho'}, \tag{49}$$

d'où

$$l = v'(T - t). \tag{50}$$

*Fusée cylindrique.* — L'équation du mouvement est

$$M \frac{d^2y}{dt^2} = \rho v^2 S - Mg \frac{1}{\left(1 + \frac{y}{a}\right)^2}; \tag{51}$$

(46) s'intègre

$$M = M_0 - \rho v S t, \tag{52}$$

ou, si je pose

$$M_0 = \rho v S T, \quad , \quad M = \rho v S (T - t); \tag{53}, (54)$$

de là

$$\frac{d^2y}{dt^2} = \frac{v}{T-t} - \frac{g}{\left(1 + \frac{y}{a}\right)^2} . \quad (55)$$

La condition de décollement

$$\frac{M_0}{S} \leq \frac{\rho v^2}{g} \quad (56)$$

montre que l'on a

$$T \leq \frac{v}{g} , \quad (57)$$

soit

$$T_{max} = \frac{v}{g} = \tau . \quad (58)$$

Je poserai

$$T = k\tau = k \frac{v}{g} \quad (59)$$

où  $k$  représente, dans le langage adopté, la fraction de la longueur fictive maximum que représente la longueur fictive adoptée.

J'introduirai encore la variable

$$\lambda = \frac{t}{T} = 1 - \frac{T-t}{T} = 1 - \frac{M}{M_0} = \frac{M_0 - M}{M_0} \quad (60)$$

qui représente à chaque instant le rapport de la masse consommée à la masse totale initiale ;

$$u = 1 - \lambda = \frac{T-t}{T} = \frac{M}{M_0} \quad (61)$$

sera ainsi le rapport de la masse totale actuelle à la masse totale initiale dont la valeur finale sera le coefficient d'utilisation

$$U = \frac{P}{M_0} . \quad (62)$$

L'équation (55) s'écrira ainsi

$$\frac{d^2y}{d\lambda^2} = \frac{v \cdot T}{1 - \lambda} - \frac{g \cdot T^2}{\left(1 + \frac{y}{a}\right)^2} , \quad (63)$$

ou, en introduisant  $\tau$  :

$$\frac{d^2y}{d\lambda^2} = \frac{k v \tau}{1 - \lambda} - \frac{k^2 g \tau^2}{\left(1 + \frac{y}{a}\right)^2} , \quad (64)$$

$$= \frac{k v \tau}{1 - \lambda} - \frac{k^2 v \tau}{\left(1 + \frac{y}{a}\right)^2} , \quad (65)$$

que j'écrirai :

$$\frac{d^2y}{d\lambda^2} = k\nu\tau \left[ \frac{1}{1-\lambda} - \frac{k}{\left(1 + \frac{y}{a}\right)^2} \right] . \tag{66}$$

D'où en intégrant successivement :

$$\frac{dy}{d\lambda} = k\nu\tau \left[ \mathcal{L} \frac{1}{1-\lambda} - \frac{k\lambda}{\left(1 + \frac{y_i}{a}\right)^2} \right] = V^T = k\tau V \tag{67}$$

et

$$y = k\nu\tau \left[ \lambda - \frac{1}{2} \cdot \frac{k\lambda^2}{\left(1 + \frac{y_j}{a}\right)^2} - (1-\lambda) \mathcal{L} \frac{1}{(1-\lambda)} \right] , \tag{68}$$

où  $y_i$  et  $y_j$  désignent des valeurs moyennes qui dépendent de  $\lambda$ .

Dans le cas où l'on peut négliger  $y$  devant  $a$ , ces équations deviennent

$$V = \nu \left[ \mathcal{L} \frac{1}{1-\lambda} - k\lambda \right] \tag{69}$$

et

$$y = k\nu\tau \left[ \lambda - \frac{1}{2} \cdot k\lambda^2 - (1-\lambda) \mathcal{L} \frac{1}{1-\lambda} \right] . \tag{70}$$

Si dans ces formules on fait  $t = T$ , c'est-à-dire  $\lambda = 1$  on voit que la vitesse atteinte à l'instant de la consommation totale est infinie, *mais que cette consommation totale est atteinte pour une altitude finie*. Si dans (70) on fait  $\lambda = 1$  et  $k = 1$ , on obtient l'altitude maximum possible de fin de combustion pour une vitesse d'éjection déterminée,  $\nu$ . Si cette vitesse est prise égale à 2 000 mètres/seconde (à peu près la valeur admise par Goddard) on trouve pour les altitudes à fin de combustion (V. Tableau 1) :

TABLEAU I.

$k \backslash \lambda$	0,01	0,05	0,1	0,25	0,5	1
0	0 <sup>m</sup>	0 <sup>m</sup>	0 <sup>m</sup>	0 <sup>m</sup>	0 <sup>m</sup>	0 <sup>m</sup>
0,25	138	666	1 269	2 694	3 795	1 218
0,4	378	1 824	3 486	7 493	10 908	5 506
0,5	620	3 001	5 746	12 454	18 537	11 591
0,7	1 371	6 658	12 816	28 293	44 100	38 250
0,9	2 714	13 241	25 657	57 950	95 258	107 947
0,95	3 244	15 854	30 788	70 071	117.144	142 289
0,99	3 829	18 745	36 491	83 735	142 492	185 076
0,999	4 025	19 718	38 418	88 414	151 395	201 056
0,9999	4 053	19 857	38 695	89 093	152 708	203 498
1	4 057	19 878	38 736	89 195	152 906	203 874

On voit donc qu'une fusée cylindrique, c'est-à-dire en réalité une fusée à section d'éjection constante dont la vitesse d'éjection est de 2 000 mètres/seconde ne saurait en aucun cas brûler encore à une altitude supérieure à 204 kilomètres. La fusée limite au décollage et d'un coefficient d'utilisation de 1 p. 100 brûlerait seulement jusqu'à 185 kilomètres et une fusée de demi-longueur de cette dernière jusqu'à 142,5 kilomètres.

De même (6) donne les vitesses  $V$  à fin de combustion (V. Tableau II) :

TABLEAU II

$\lambda \backslash k$	0	0,01	0,05	0,1	0,25	0,5	1
0	0 <sup>m</sup>	0 <sup>m</sup>	0 <sup>m</sup>	0 <sup>m</sup>	0 <sup>m</sup>	0 <sup>m</sup>	0 <sup>m</sup>
0,25	575	570	550	525	450	325	75
0,4	1 022	1 014	982	942	822	622	222
0,5	1 386	1 376	1 336	1 286	1 136	886	386
0,7	2 408	2 394	2 338	2 268	2 058	1 708	1 008
0,9	4 605	4 587	4 515	4 425	4 155	3 705	2 805
0,95	5 991	5 972	5 896	5 801	5 516	5 041	4 091
0,99	9 210	9 191	9 111	9 012	8 715	8 220	7 230
0,999	13 816	13 796	13 716	13 616	13 316	13 817	11 818
0,9999	18 421	18 401	18 321	18 221	17 921	17 421	16 421
1	$\infty$	$\infty$	$\infty$	$\infty$	$\infty$	$\infty$	$\infty$

L'altitude à laquelle la fusée parvient ensuite en tant que projectile se déduit immédiatement de (42) dont on tire

$$H = \frac{1}{\frac{1}{\frac{V^2}{2g} + \frac{y}{1 + \frac{y}{a}}} - \frac{1}{a}} ; \quad (71)$$

je n'ai pas eu le loisir d'en construire une table.

La vitesse de libération à la surface de la Terre étant de 11 180 mètres/seconde, on voit en tout cas que les valeurs des trois lignes horizontales inférieures correspondent à plus que la libération.

*Fusée conique.* — Une telle fusée a été définie page 14 par l'équation

$$S = S_0 \left( \frac{M}{M_0} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (72)$$

et sa masse totale aura pour expression

$$M = \rho' \frac{Sl}{3} ; \quad (73)$$

donc, en particulier

$$M_0 = \rho' \frac{S_0 l_0}{3}. \quad (74)$$

On aura aussi par raison de similitude

$$\frac{l}{l_0} = \left( \frac{M}{M_0} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (75)$$

L'équation (54) du mouvement demeure la même, mais elle va maintenant s'écrire

$$M \cdot \frac{d^2 y}{dt^2} = \rho \nu^2 S_0 \left( \frac{M}{M_0} \right)^{\frac{2}{3}} - Mg \frac{1}{\left( 1 + \frac{y}{a} \right)^2}, \quad (76)$$

ou

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = \rho \nu^2 \frac{S_0}{M_0} \cdot \left( \frac{M_0}{M} \right)^{\frac{1}{3}} - \frac{g}{\left( 1 + \frac{y}{a} \right)^2}. \quad (77)$$

En vertu de (74) et (49) on a

$$\frac{S_0}{M_0} = \frac{3}{\rho' l_0} = \frac{3}{\rho' \nu' T_1} \quad (78)$$

et, en vertu de (75), (49) et (50)

$$\left( \frac{M_0}{M} \right)^{\frac{1}{3}} = \frac{l_0}{l} = \frac{T_1}{T_1 - t}; \quad (79)$$

enfin, en tenant compte aussi de (47), (77) s'écrit finalement

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{3\nu}{T_1 - t} - \frac{g}{\left( 1 + \frac{y}{a} \right)^2}; \quad (80)$$

équation identique à (55), mais où  $\nu$  est remplacé par  $3\nu$ ; j'appellerai cette vitesse fictive

$$\nu_1 = 3\nu. \quad (81)$$

En vertu de (80) et (81) la condition de décollement revient à

$$T_1 \leq \frac{3\nu}{g} = \frac{\nu_1}{g}. \quad (82)$$

Je poserai encore

$$T_{max} = k \cdot \tau_1 = k \frac{\nu_1}{g} \quad (83)$$

où  $k$  conserve la signification qu'il avait pour le cylindre.

La notation (60) change en partie de signification ; on a bien toujours

$$\lambda = \frac{l}{T_1} \quad (84)$$

mais la suite devient

$$\lambda = 1 - \frac{l}{l_0} = 1 - \left(\frac{M}{M_0}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (85)$$

de telle sorte que  $(1 - \lambda)$  représente seulement un coefficient d'*utilisation linéaire* qu'il représentait déjà, mais ne représente plus le coefficient d'*utilisation massique*, lequel devient

$$u = \frac{M}{M_0} = (1 - \lambda)^3 \quad (86)$$

Ceci posé, on aboutit naturellement aux mêmes intégrations que page 21, sauf que  $\nu$  est remplacé par  $\nu_1 = 3\nu$ ; c'est-à-dire

$$V = \nu_1 \left[ \mathcal{E} \frac{1}{1 - \lambda} - \frac{k\lambda}{\left(1 + \frac{y_i}{a}\right)^2} \right] \quad (87)$$

$$y = k\nu_1 \tau_1 \left[ \lambda - \frac{1}{2} \frac{k\lambda^2}{\left(1 + \frac{y_i}{a}\right)^2} - (1 - \lambda) \mathcal{E} \frac{1}{(1 - \lambda)} \right] \quad (88)$$

Tant que  $y$  est négligeable devant  $a$ , les formules ne diffèrent de celles du cylindre qu'en ce qu'à  $\lambda$  égal, la vitesse du cône est triple de celle du cylindre et son altitude nonuple, mais il ressort de (86) que le rapport d'*utilisation massique*  $u$  est plus petit pour le cône que pour le cylindre, ce qui revient à dire que le premier a consommé plus que le second.

Il résultait du théorème établi page 15 et suivantes qu'à section égale par unité de masse, le cylindre est plus économique que le cône ; on peut le vérifier en comparant un cône à un cylindre pour une même consommation.

Pour la clarté de la démonstration, j'affecterai de l'indice  $_1$  les quantités se rapportant au cône, ne mettant pas d'indice à celles qui se rapportent au cylindre.

Ceci posé, il s'agit de comparer les vitesses et les altitudes atteintes par le cylindre et le cône avec le même rapport d'*utilisation massique*.

D'après (61) et (86) cette condition s'exprime par

$$1 - \lambda = (1 - \lambda_1)^3 \quad (89)$$

d'où

$$\lambda = 3\lambda_1 - 3\lambda_1^2 + \lambda_1^3 \quad (90)$$

Je me donnerai alors arbitrairement  $\lambda_1$ , d'où le  $\lambda$  correspondant. Soit par exemple

$$\lambda_1 = 0,5 \quad , \quad (91)$$

$$\lambda = 1 - \overline{0,5^3} = 1 - 0,125 = 0,875 \quad . \quad (92)$$

Pour avoir  $V$  et  $\gamma$  relatifs au cône, il suffit de tripler et nonupler respectivement les  $V$  et  $\gamma$  du cylindre de même  $\lambda = 0,5$  puis de calculer ces valeurs pour un cylindre de  $\lambda = 0,875$ . On a ainsi

TABLEAU III

Cône de  $\lambda_1 = 0,5$

$k$	0	0,01	0,05	0,1	0,5	1
$\gamma^m$	0	5 580	27 009	51 714	166 833	104 319
$V^{ms}$	4 159	4 128	4 008	3 858	2 658	1 158

TABLEAU IV

Cylindre de  $\lambda = 0,875$

$k$	0	0,01	0,05	0,1	0,5	1
$\gamma^m$	0	2 492	12 140	23 515	86 370	94 700
$V^{ms}$	4 159	4 141	4 071	3 984	3 284	2 409

Il est facile de se rendre compte que l'excès de force vive de la masse restante du cylindre compense et bien au delà la différence d'énergie potentielle correspondant à la différence des altitudes de fin de combustion. Si, par exemple, cette masse restante était de 1 kilogramme et pour  $k = 1$ , l'excès de l'énergie cinétique du cylindre serait de 223 000 kilogrammètres et son manque d'énergie potentielle environ 9 600 kilogrammètres ; on voit d'après (16) que le  $\tau$  du cylindre restant est considérablement supérieur à celui du cône restant, ceci en conformité de la démonstration générale donnée plus haut.



*Fusée à propulsion constante.* — Page 14 j'ai défini cette fusée par la condition

$$\frac{S}{M} = \frac{S_0}{M_0} = \text{Constante} \quad . \quad (100)$$

On pourrait également appeler cette fusée « exponentielle » pour la raison suivante :

Je poserai

$$\frac{S_0 \rho v^2}{M_0} = \frac{g}{k} = \frac{v}{k \cdot \tau} \quad (101)$$

où  $k\tau$  conserve la signification qu'il avait pour le cylindre ; c'est-à-dire :

$$k\tau = k \frac{v}{g} \quad . \quad (59)$$

Ecrivant alors (100) sous la forme

$$S = \frac{1}{k\rho v\tau} \cdot M \quad (102)$$

et dérivant par rapport à  $t$ , j'aurai en vertu de (46)

$$\frac{dS}{dt} = - \frac{\rho v S}{\rho v k \tau} = - \frac{1}{k \cdot \tau} S \quad , \quad (103)$$

d'où

$$S = S_0 \cdot e^{-\frac{t}{k \cdot \tau}} \quad .$$

puis

$$M = M_0 \cdot e^{-\frac{t}{k \cdot \tau}} \quad . \quad (104)$$

La fusée étant supposée de révolution autour de OZ, soient  $x$  et  $z$  les coordonnées d'un point de la méridienne, on aura

$$S = 11 \cdot x^2 \quad , \quad (105)$$

soit

$$x^2 = x_0^2 \cdot e^{-\frac{t}{k \cdot \tau}} \quad , \quad (106)$$

et comme

$$z = v't \quad , \quad (107)$$

$$x = x_0 \cdot e^{-\frac{z}{2v'} \cdot \frac{1}{k \cdot \tau}} \quad . \quad (108)$$

Cette expression montre que, quand  $z$  tend vers l'infini,  $x$  tend vers zéro sans jamais l'atteindre de telle sorte que *cette fusée a une longueur infinie et une durée de combustion totale également infinie.*

D'après (49) et (59) je poserai

$$\rho' \cdot k\tau = L \quad , \quad (109)$$

et si j'appelle  $l$  la longueur actuellement consommée de la fusée exponentielle, j'aurai

$$x = x_0 \cdot e^{-\frac{l}{2L}} \quad (110)$$

et

$$S = S_0 \cdot e^{-\frac{l}{L}} \quad ; \quad (111)$$

en ce qui concerne la masse totale, (104) s'écrira

$$M = M_0 \cdot e^{-\frac{l}{L}} \quad . \quad (112)$$

montrant que dans cette fusée, non seulement le rayon et l'aire de chaque section droite, mais encore la masse restante varient suivant une loi exponentielle en fonction de la longueur, ce qui justifie la seconde dénomination.

D'ailleurs, en tenant compte de (109) et remplaçant  $\rho\nu$  par  $\rho'\nu'$ , (101) s'écrit

$$M_0 = S_0 \rho' \nu' k\tau = \rho' S_0 \cdot L \quad ; \quad (113)$$

relation qui montre clairement que  $L$  représente la longueur d'une fusée cylindrique de même masse et de même section initiale que la fusée exponentielle considérée.

L'équation du mouvement

$$\frac{d^2y}{dt^2} = \frac{\rho \cdot \nu^2 S}{M} - \frac{g}{\left(1 + \frac{y}{a}\right)^2} \quad (114)$$

devient, d'après (100) et (101) :

$$\frac{d^2y}{dt^2} = \frac{g}{k} - \frac{g}{\left(1 + \frac{y}{a}\right)^2} \quad (115)$$

Pour que la condition de décolllement

$$\frac{d^2y}{dt^2} > 0 \quad (116)$$

soit remplie, il faut et il suffit que

$$k < 1 \quad (117)$$

On voit de suite que, quand  $y$  part de 0 et croît indéfiniment, l'accélération part d'une certaine valeur initiale et croît en tendant vers la limite

$$\frac{g}{k} = \rho v^2 \frac{S_0}{M_0} \quad (118)$$

qui n'est autre chose que « l'accélération de propulsion » ; c'est pourquoi j'ai appelé cette fusée : « fusée à propulsion constante » et non pas « fusée à accélération constante », ceci ne devenant vrai qu'après que l'éloignement a réduit l'accélération de la pesanteur au point de la rendre négligeable devant l'accélération de propulsion.

En introduisant la vitesse  $V$ , l'équation (115) s'écrit

$$V \cdot \frac{dV}{dy} = \frac{g}{k} - \frac{g}{\left(1 + \frac{y}{a}\right)^2}, \quad (119)$$

d'où

$$V^2 = 2g \left( \frac{y}{k} + \frac{a}{1 + \frac{y}{a}} - a \right) = 2gy \left( \frac{1}{k} - \frac{1}{1 + \frac{y}{a}} \right), \quad (120)$$

$$V = \sqrt{2gy \left( \frac{1}{k} - \frac{1}{1 + \frac{y}{a}} \right)}. \quad (121)$$

C'est l'équation de la courbe  $(V, y)$  pendant la combustion qui, comme on l'a vu, dure indéfiniment et l'on voit que  $V$  croît indéfiniment avec  $y$  et que ce dernier croît donc lui-même indéfiniment. Dans cette dernière catégorie de fusée, l'altitude de limite de combustion est donc rejetée à l'infini.

**Altitude critique à laquelle une semblable fusée atteint sa vitesse de libération ou vitesse critique.**

En éliminant  $\frac{V^2}{2g}$  entre (120) et (44), on obtient

$$\frac{a}{1 + \frac{y}{a}} = \frac{y}{k} - \frac{y}{1 + \frac{y}{a}}, \quad (122)$$

soit

$$a = \frac{y}{k}, \quad (123)$$

d'où l'altitude critique

$$y_c = k \cdot a \quad .$$

*Remarque.* — Comme on a nécessairement  $k < 1$ , il en résulte  $y_c < a$ .

De (120) et (123), je tire

$$\frac{V^2}{2g} = \frac{a}{1+k} \quad , \quad (124)$$

d'où

$$V_c = \frac{\sqrt{2ga}}{\sqrt{1+k}} \quad . \quad (125)$$

Quand  $k$  croît de  $0 \left( \frac{g}{k} = \infty \right)$  à  $1 \left( \frac{g}{k} = g \right)$ ,  $V_c$  décroît donc de  $\sqrt{2ga}$  à  $\sqrt{ga}$ .

*Calcul du temps, temps critique.* — L'équation (121)

$$\frac{dy}{dt} = \sqrt{2g} \cdot \sqrt{y \left( \frac{1}{k} - \frac{1}{1 + \frac{y}{a}} \right)} \quad , \quad (121')$$

donne

$$t = \frac{1}{\sqrt{2g}} \int_0^y \frac{dy}{\sqrt{y \left( \frac{1}{k} - \frac{1}{1 + \frac{y}{a}} \right)}} \quad . \quad (126)$$

C'est une intégrale elliptique.

N'étant pas astreint à une exactitude rigoureuse, je la résoudrai par un procédé approché (Appendice, p. 95).

### Résultats numériques relatifs à la fusée exponentielle.

Cette fusée présente un intérêt particulier à cause de l'accélération à peu près constante à laquelle se trouvent soumis les appareils ou même éventuellement les êtres vivants qu'elle peut être appelée à transporter.

J'ai calculé des résultats numériques relatifs à trois valeurs de l'accélération choisies pour des raisons qui seront ultérieurement développées ; les valeurs de  $y_c$ ,  $V_c$  et  $t_c$  qui leur correspondent sont les suivantes :

$\Gamma = 10 g$	$k = 0,1$	$y_c = 637 \text{ km.}$	$V_c = 10\,660 \text{ m./s.}$	$t_c = 120 \text{ sec.}$
$\Gamma = 2 g$	$k = 0,5$	$y_c = 3\,185 \text{ km.}$	$V_c = 9\,133 \text{ m./s.}$	$t_c = 750 \text{ sec.}$
$\Gamma = 1,1 g$	$k = 0,91$	$y_c = 5\,800 \text{ km.}$	$V_c = 8\,080 \text{ m./s.}$	$t_c = 36 \text{ min. } 40 \text{ sec.}$

Les inverses  $\frac{M_0}{p}$  du coefficient d'utilisation présentant un intérêt particulier sont données ci-après pour différentes valeurs de  $v$  :

TABLEAU V

$v$ m./s.	$\Gamma = 1,1 g$	$\Gamma = 2 g$	$\Gamma = 10 g$
2 000	143 000	1 574	358,5
2 500	13 270	361,3	110,6
3 000	2 700	135,2	50,5
3 500	883	67,1	28,8
4 000	378	39,7	18,9
4 500	196	26,3	13,6
5 000	115	19,1	10,5
6 000	52,2	11,6	7,10
7 000	29,7	8,19	5,37
8 000	19,4	6,30	4,35
9 000	14,0	5,13	3,69
10 000	10,7	4,36	3,24

## CHAPITRE II

### Mouvement de la fusée dans l'air.

Soit  $R$  la résistance absolue de l'air (force provenant de la résistance de l'air au mouvement de l'appareil); c'est une fonction qui croît avec  $V$ , décroît quand l'altitude  $y$  croît et dépend en outre de la pénétration.

Equation du mouvement

$$\frac{d^2y}{dt^2} = \frac{S\rho v^2 - R}{M} - \frac{g}{\left(1 + \frac{y}{a}\right)^2} \quad (145)$$

J'admettrai que la section d'éjection est égale au « calibre » de la fusée et j'écrirai

$$\frac{d^2y}{dt^2} = \frac{S}{M} \left[ \rho v^2 - \frac{R}{S} \right] - \frac{g}{\left(1 + \frac{y}{a}\right)^2} \quad (146)$$

1° Tout d'abord la notion de section minimum, c'est-à-dire

$$M_0 \leq \rho \frac{S_0 v^2}{g} \quad ,$$

subsiste;

2° Pendant toute la durée de la combustion, si  $\frac{S}{M}$  ne décroît pas, l'accélération totale  $\frac{d^2y}{dt^2}$  ne devient jamais négative.

En effet, par hypothèse

$$\frac{S_0 \rho v^2}{M_0} - g \geq 0 \quad ;$$

or, par hypothèse,  $\frac{S}{M}$  ne décroît pas, il en est donc de même de  $\frac{S}{M} \rho v^2$ . D'ail-

leurs  $\frac{g}{\left(1 + \frac{y}{a}\right)^2}$  décroît quand l'altitude croît ; donc la différence

$$\frac{S\rho v^2}{M} - \frac{g}{\left(1 + \frac{y}{a}\right)^2}$$

croît avec l'altitude.

Pour que l'accélération totale

$$\frac{d^2y}{dt^2} = \frac{\rho S v^2 - R}{M} - \frac{g}{\left(1 + \frac{y}{a}\right)^2}$$

devienne négative, il faudrait que  $R$  augmente, ce qui exigerait que  $V$  croisse et, par suite, que l'accélération totale soit  $\geq 0$ .

*Corollaires.* — Si pendant toute la durée de la combustion  $\frac{M}{S}$  est une constante (cas de la fusée exponentielle) ou une fonction du temps non croissante :

a) La vitesse et l'altitude vont constamment en croissant ;

b) On a constamment  $\frac{R}{S} < \rho v^2$  ;

faute de quoi l'accélération deviendrait  $< 0$ .

*Cas du cylindre.* — Nous avons vu que, dans le vide, à section maximum égale, le cylindre était le plus économique et que le cylindre de longueur maximum était l'appareil de masse finale maximum.

Il est évident que dans l'air nous ne pouvons comparer que des appareils de même pénétration.

J'admettrai que la retardation est de la forme

$$\frac{R}{M} = \frac{1}{\sigma} \varphi(V, y) \quad (147)$$

où  $\sigma$  est ce que j'appellerai « le coefficient de pénétration balistique » et où  $\varphi(V, y)$ , fonction croissante de  $V$  et décroissante de  $y$ , ne dépend que de ces deux variables.

J'énoncerai alors les résultats suivants :

De deux fusées cylindriques de même pénétration balistique, celle qui a la plus grande longueur (voir p. 17) (ou, ce qui revient au même, la plus grande masse par unité de section), ira plus haut ou élèvera à la même hauteur une masse finale plus grande.

Il suffit de répéter le raisonnement déjà fait dans le cas du vide, mais ici la question de perte de vitesse par la résistance de l'air pourrait introduire de la confusion dans l'esprit du lecteur et il est bon d'éclaircir la question en examinant d'abord le cas de deux *projectiles*  $P$  et  $P'$ , de même pénétration balistique, lancés vers le haut au même instant et de la même hauteur avec des vitesses initiales  $V_0$  et  $V'_0$ .

Supposant

$$V_0 > V'_0 \quad ,$$

je dis que malgré la résistance de l'air, le *projectile* P atteindra une altitude finale plus élevée que celle de P'.

Cela paraît évident, mais il est bon de le démontrer pour faire connaître un procédé de raisonnement.

Considérons les deux projectiles au bout d'un temps très court après l'instant initial ; le premier commence par monter plus haut. Mais la retardation due à la résistance de l'air étant plus grande pour P que pour P', le premier perd plus vite sa vitesse. Cependant le second ne peut le rattraper, car, quand sa vitesse tend à devenir égale à celle du premier, la retardation due à la résistance de l'air tend aussi à devenir égale et même supérieure puisqu'il est moins haut, alors que la pesanteur est au moins aussi favorable au premier qu'au second. Donc le premier projectile atteint une altitude finale plus grande.

Revenant aux fusées, nous considérerons maintenant deux fusées identiques  $\Phi$  et  $\Phi'$ .

Supposons que par un procédé quelconque on ait fait acquérir à  $\Phi$  une vitesse  $V_0$  et une altitude  $y_0$  et qu'alors que  $\Phi'$  est encore au sol avec une vitesse nulle, nous allumions les deux appareils ; on peut alors démontrer qu'à consommation égale, le premier appareil conservera son avance.

En effet, quand la vitesse du second appareil tend à devenir égale à celle du premier, la retardation due à la résistance de l'air tend à devenir pour le second égale (sinon plus grande) à ce qu'elle est pour le premier, l'action retardatrice de la pesanteur étant aussi plus grande pour le second que pour le premier ; ce dernier conserve donc une certaine avance en vitesse et une avance plus accentuée encore en altitude.

Il résulte de là que, dans l'air comme dans le vide, la fusée cylindrique de longueur maximum est encore celle qui élève le plus haut une même masse ou qui élève à la même hauteur une masse plus grande.

*Courbe de consommation totale.* — Toujours dans le cas du cylindre, l'équation

$$\frac{R}{S} = \rho v^2 \quad (148)$$



représente, pour les cylindres de même  $\frac{r}{S}$  une courbe  $(V, y)$  qui a une signification remarquable.

En effet, nous avons vu que la vitesse va en croissant. Supposons que l'on prolonge la combustion jusqu'à consommation totale, c'est-à-dire que l'on fasse tendre  $M$  vers 0. L'altitude de fin de combustion étant limitée (certainement  $<$  que dans le cas du vide), si la vitesse devenait infinie, le rapport  $\frac{R}{S}$  deviendrait lui-même infini ; il arriverait donc un moment où

$$\frac{R}{S} > \rho v^2$$

et l'accélération deviendrait négative. *La vitesse ne peut donc pas augmenter au delà de toute limite.*

D'autre part, vers la fin de la combustion,  $M$  tendant vers 0, on peut démontrer que, si la différence  $\rho v^2 - \frac{R}{S}$  demeurerait finie (c'est-à-dire supérieure à un nombre fixe donné, aussi petit soit-il), la vitesse augmenterait au delà de toute limite, ce qui serait en contradiction avec la première partie du raisonnement ; la différence  $\rho v^2 - \frac{R}{S}$  tend donc vers 0.

D'où la conclusion suivante :  
l'équation

$$\frac{R}{S} = \rho v^2$$

*représente la courbe de combustion totale ; toutes les courbes de combustion vont se terminer sur cette courbe.*

Dans le cas du cylindre, en introduisant les notations déjà employées dans le cas du vide, nous aurons

$$\frac{d^2y}{dt^2} = \frac{v - \frac{1}{\rho} \frac{R}{S}}{T - t} - \frac{g}{\left(1 + \frac{y}{a}\right)^2} \quad , \quad (149)$$

ou encore, en posant

$$t = \lambda T \quad ,$$

$$\frac{d^2y}{d\lambda^2} = \frac{v - \frac{1}{\rho} \frac{R}{S}}{1 - \lambda} - \frac{gT}{\left(1 + \frac{y}{a}\right)^2} \quad . \quad (150)$$

Nous pourrions introduire le coefficient  $k$  et poser

$$T = k\tau = k \frac{\nu}{g} \quad (0 \leq k \leq 1). \quad (151)$$

Pour l'expression de  $R$ , nous emploierons les formules consacrées par les balisticiens. Soit  $\Gamma$  l'accélération en C. G. S. de la résistance de l'air (retardation) sur un obus de masse  $p$  et de même angle ogival fictif. J'aurai

$$R = p \cdot \Gamma \quad , \quad (152)$$

avec (Loi de Gâvre) :

$$\Gamma = \Delta'_0 \frac{a'^2}{p'} \sin \gamma e^{-hy} F(V) \times 100 \quad , \quad (153)$$

où :

$\Delta'_0 = 1,208$  (masse en kilogrammes du mètre cube d'air au sol (Gâvre) ;  
 $a'$  diamètre (calibre) en mètres,  
 $p'$  masse en kilogrammes,  
 $h = 10^{-4}$ .

Dans  $e^{-hy}$  et  $F(V)$ ,  $y$  et  $V$  sont évalués en mètres et mètres/seconde.

Alors

$$\frac{R}{S} = \frac{400}{\pi} \left( \frac{p}{p'} \right) \left( \frac{a'}{a} \right)^2 \Delta'_0 \sin \gamma e^{-hy} F(V) \left\{ \begin{array}{l} S = \frac{\pi a^2}{4} \\ S \text{ en centimètres carrés} \\ a \text{ en centimètres.} \end{array} \right.$$

ou, comme on a

$$\begin{aligned} a' &= \frac{a}{100} \quad p = 1000 p' \quad , \\ \frac{R}{S} &= \frac{40}{\pi} \Delta'_0 \sin \gamma e^{-hy} F(V) \quad . \end{aligned} \quad (154)$$

Et notre équation s'écrira

$$\frac{dV}{d\lambda} = \frac{\nu - \frac{40}{\pi \rho \nu} \Delta'_0 \sin \gamma e^{-hy} F(V)}{1 - \lambda} - \frac{gT}{\left(1 + \frac{y}{a}\right)^2} \quad , \quad (155)$$

où tout est en C. G. S., sauf  $y$  et  $V$  dans  $e^{-hy}$  et  $F(V)$  pour lesquels l'unité de longueur est le mètre.

Si maintenant nous voulons que partout  $y$ ,  $\nu$  et  $V$  soient exprimés en mètres et mètres par seconde, il suffit d'écrire notre équation sous la forme

$$100 \frac{dV}{d\lambda} = \frac{100 \nu - \frac{40}{100 \pi \rho \nu} \Delta'_0 \sin \gamma e^{-hy} F(V)}{1 - \lambda} - 981 \frac{T}{\left(1 + \frac{y}{a}\right)^2} \quad (155 \text{ bis})$$

Alors

$$\frac{dV}{d\lambda} = \frac{\nu - \frac{4}{1000 \pi \rho \nu} \Delta'_0 \sin \gamma e^{-hy} F(V)}{1 - \lambda} - 9,81 \frac{T}{\left(1 + \frac{y}{a}\right)^2}, \quad (155 \text{ ter})$$

où  $\rho$  est en C. G. S.,  $\Delta'_0 = 1,208$  (ou tout autre valeur en kilogrammes par mètre cube correspondant à  $y = 0$ ).

Mais pour  $y$ ,  $a$  et  $V$  l'unité de longueur est le mètre.

Pour  $\nu = 2\,000$  mètres/seconde,  $\rho = \frac{1}{4000}$  le coefficient de  $\sin \gamma e^{-hy} F(V)$  est

$$\frac{4}{1000 \pi \rho \nu} \Delta'_0 = \frac{4 \times 1,208}{1000 \pi \times \frac{1}{4000} \times 2000} = \frac{8 \times 1,208 \times 10^{-3}}{\pi} = 3,0761 \times 10^{-3}.$$

Avec ces nombres

$$\frac{dV}{d\lambda} = \frac{2000 - 3,0761 \times 10^{-3} \sin \gamma e^{-hy} F(V)}{1 - \lambda} - 9,81 \frac{T}{\left(1 + \frac{y}{a}\right)^2}. \quad (155_4)$$

Voilà l'indication d'ordre général qu'il est possible de donner pour la fusée cylindrique. Je rappellerai que cette dénomination désigne simplement une fusée dans laquelle la section d'éjection est constante. De même l'expression fusée conique désigne une fusée où la section d'éjection est proportionnelle à la puissance deux tiers de la masse restante.

Même en considérant que, dans ce cas, le diamètre du corps du mobile demeure constant, il ne semble pas très utile d'établir des formules, car on ne voit pas comment la section d'éjection, c'est-à-dire en réalité la section au col de la tuyère, pourrait varier d'une façon continue; cette observation s'applique également à la fusée exponentielle.

Au delà donc de ce qui vient d'être exposé, on tombe dans des cas particuliers qui pourront se rapprocher plus ou moins du type conique ou du type exponentiel, mais ceci seulement par fusées cylindriques successives ou « fusées gigognes ». Il semble que chacun de ces cas devra faire l'objet d'une étude particulière.

### Résistance de l'air.

Les formules précédentes ont été établies selon les habitudes des balisticiens, la fonction  $F(V)$  qui figure dans l'expression de  $R$  n'a pas été précisée. Bien qu'il s'agisse ici de vitesses encore plus grandes qu'en balis-

tique et comme le but poursuivi est simplement de se faire une idée approchée des phénomènes, j'appliquerai simplement dans ce qui va suivre la formule usuelle de l'aviation

$$R = K S V^2 \quad (156)$$

En réalité du reste, ce n'est là que sa forme primitive, elle a depuis été perfectionnée et compliquée par l'introduction d'autres coefficients de manière à pouvoir toujours rapporter les mesures à un air étalon déterminé (pression, température, degré hygrométrique). Malheureusement on introduit également un autre coefficient tout à fait arbitraire qui a pour but de comparer toute carène à un plan carré de même surface que le maître couple de la carène considérée et se déplaçant orthogonalement dans l'air.

Cette base de comparaison me semble tout à fait défectueuse, car les propriétés aérodynamiques d'un plan se déplaçant orthogonalement dépendent de ses dimensions et de la forme du contour qui le limite et le choix du plan carré est purement arbitraire.

Je proposerai de toujours comparer la résistance de pénétration éprouvée par un mobile dans l'air à la quantité de mouvement par rapport à ce mobile de la colonne d'air ayant pour section le maître-couple du mobile et pour longueur sa vitesse dans l'air. On comprend immédiatement que cette résistance est égale à la force développée par l'annulation rigoureuse de la quantité de mouvement relative de l'air qui viendrait frapper le mobile si toutes ses molécules étaient renvoyées transversalement par rapport au plan. Cette définition a l'avantage d'établir un coefficient de pénétration absolu, par rapport à la section transversale elle-même du mobile.

Si l'on suppose une telle carène effectivement réalisée, on voit que la résistance qu'elle éprouve lors de son déplacement dans l'air a pour expression avec les unités habituelles de l'aéronautique (kilogramme-poids, mètre, seconde)

$$R = \frac{a}{g} \cdot S \cdot V^2 \quad (157)$$

où  $g = 9,81$  et  $a$  le poids en kilogrammes du mètre cube d'air à l'endroit considéré.

Comme ici j'exprime tout en C. G. S., cette formule devient simplement

$$f = a S \omega^2 \quad (158)$$

où  $a$  représente la *masse* en grammes du centimètre cube d'air à l'endroit considéré.

En réalité les balisticiens sont conduits à admettre que l'exposant de  $\omega$  augmente avec la vitesse et atteindrait près de 4 au voisinage de la vitesse du son ; je m'en tiendrai à la formule simple ci-dessus qui donnera donc des résultats plus favorables que la réalité.

Pour une carène quelconque, j'écrirai

$$f = k a S \omega^2 \quad (159)$$

de telle sorte que pour la carène étalon  $k = 1$ .

En partant des mesures faites dans les laboratoires aérodynamiques, on trouve ainsi :

Pour le plan,  $k = 0,70$  ;

Pour la sphère,  $k = 0,106$ .

Si, comme ce sera généralement le cas ici, un projectile est animé d'une vitesse très supérieure à la vitesse moyenne d'agitation des molécules du gaz qui l'entoure, on peut considérer qu'il existe à l'arrière un vide parfait et que la totalité de la force  $f$  résulte de la compression du gaz devant ce projectile. Il est alors facile d'exprimer la pression moyenne développée ; d'après (159) elle a pour expression

$$p_m = \frac{f}{S} = k a \omega^2 \quad (160)$$

Si l'on appelle  $p$  la pression ambiante, le rapport de compression est

$$\frac{p_m}{p} = \frac{a}{\rho} k \cdot \omega^2 \quad (161)$$

où

$$\frac{a}{\rho} = \frac{1}{\rho v} = \frac{1}{R T} \quad (162)$$

$R$  étant le quotient de la constante des gaz parfaits par la masse moléculaire du gaz considéré et  $T$  la température absolue ;  $a$  et  $\rho$  la masse spécifique et la pression de l'air dans la région considérée de l'atmosphère, en C. G. S.

On a alors

$$\frac{p_m}{p} = \frac{k \cdot \omega^2}{R \cdot T} \quad (163)$$

expression remarquable, montrant que, dans un gaz de température uniforme, le rapport de compression ne dépend que de la vitesse, au carré de laquelle il est proportionnel, et qu'il est indépendant de la densité du gaz au point considéré.

Si maintenant on veut considérer la température que prend le gaz brusquement comprimé devant la tête du projectile, on a l'expression

$$\frac{T}{T_{amb}} = \left[ \frac{k \cdot \omega^2}{R \cdot T_{amb}} \right]^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \tag{154}$$

soit

$$T = T_a \left[ \frac{k \cdot \omega^2}{R} \right]^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \tag{155}$$

On voit que la température finale augmente quand la température ambiante augmente, mais bien moins vite qu'elle ; *cette température finale est indépendante de la pression ambiante*, il n'est donc pas juste de dire que le projectile s'échauffe par « frottement sur l'air » comme on le fait communément en parlant des bolides.

Le frottement proprement dit ne saurait produire des effets de la grandeur constatée puisque la viscosité est fonction de la vitesse elle-même et non de son carré ; aux grandes vitesses, son effet doit nécessairement s'effacer complètement devant celui de la force vive relative de l'air, au moins proportionnelle à  $\omega^2$  comme il vient d'être dit.

L'échauffement dû à la compression est, par contre, largement suffisant à rendre compte de l'échauffement des bolides. Considérons par exemple un mobile de  $k = 0,1$  (un projectile convenablement ogivé aurait un peu moins, un bolide un peu plus) et soit  $T_a = 250^\circ$  abs. ; l'échauffement  $\Delta T$  de l'air devant ce projectile sera en fonction de la vitesse :

TABLEAU VI

$\omega$ en km./sec	1	2	3	5	7	10	50	100
$\Delta T$ degrés..	24°	159°	266°	445°	595°	754°	2 390°	3 705°

On voit que, dès la vitesse de 2 kilomètres par seconde, l'échauffement devient inacceptable pour un projectile habitable ; il est vrai que l'action de cet échauffement ne durerait pas très longtemps, la question de quantité d'énergie mise en jeu et de capacité calorifique de l'enveloppe du projectile interviendrait donc. Sa conductibilité interviendrait aussi, le projectile ne pouvant se refroidir que par l'arrière où l'air détendu est plus froid.

*Remarque.* — En aéronautique on obtient des  $k$  très inférieurs, un corps fuselé, par exemple, pourrait avec mes unités descendre jusqu'à 0,03, mais il faut remarquer que ce résultat est obtenu parce que les filets fluides se resserrent sur la pointe arrière du profil en y développant une pression dont la résultante totale est propulsive. L'effet de cette pression annule partiellement celui de la pression résistante de tête, *mais ne diminue en rien cette pression elle-même.*

Aux vitesses extrêmes qui nous occupent ici et qui sont, comme il a été dit, très supérieures à la vitesse moyenne d'agitation des molécules du gaz ambiant, on ne peut pas compter sur cette récupération d'une partie du travail de pénétration, puisque les filets fluides ne peuvent plus se refermer derrière le mobile. Par contre, il est probable qu'une pointe antérieure très aiguë, diminuant la vitesse relative de choc des molécules contre le projectile, aura un effet sensible, tant sur la résistance de pénétration que sur la température atteinte par l'air comprimé.

Quoi qu'il en soit il ne paraît guère probable que l'on puisse espérer mieux que  $k = 0,5$  et la température atteinte sera encore énorme.

*Deuxième remarque.* — Le fait que dans la formule (155) la température  $T$  est indépendante de la pression ambiante, donnerait à croire qu'aucun véhicule-fusée ne pourra jamais être expulsé de la Terre sans être volatilisé. S'il en était ainsi, les bolides devraient eux-mêmes être incandescents depuis l'infini et ils ne le deviennent pourtant qu'à 120 kilomètres d'altitude en moyenne ; cela provient de ce qu'une température n'est pas à elle seule un agent suffisant à produire un échauffement, il faut qu'elle soit liée à une quantité de chaleur appréciable.

On verra plus loin que l'énergie mise en jeu dans le freinage d'un projectile revenant vers la Terre ne devient sensible que vers 120 kilomètres, ce qui est précisément l'altitude d'apparition des étoiles filantes ; au delà, énergie et corrélativement quantité de chaleur sont absolument inexistantes ; si donc, en fait, le bolide ou le projectile y sont très légèrement échauffés, ils rayonnent immédiatement dans l'espace environnant une quantité de chaleur égale à celle qu'ils reçoivent et ne s'échauffent pas davantage.

L'expérience des bolides doit donc entièrement nous rassurer ; seule la fusée cylindrique qui prend nécessairement sa vitesse maximum au-dessous de 200 kilomètres d'altitude se trouve exposée à un accident ; la

fusée conique qui peut n'atteindre sa vitesse maximum qu'à une altitude nonuple, soit 1 800 kilomètres, peut y échapper ainsi que la fusée exponentielle, sauf si elle fonctionne avec  $\Gamma = 10g$ , ce qui donne une raison de plus d'éviter de telles accélérations déjà inquiétantes à d'autres points de vue.

Sous ces réserves on peut dire que l'intervention de la résistance de l'air ne modifie pas considérablement les résultats établis pour le vide. Ceci provient de ce qu'une fusée, contrairement à un canon, ne communique pas instantanément la vitesse maximum au projectile, mais lui communique une vitesse graduellement croissante ; sauf dans les deux cas indiqués, celle-ci ne prend donc une très grande valeur qu'au delà de la zone dangereuse de 120 kilomètres, c'est-à-dire à un endroit où la densité, donc la résistance de pénétration, sont tellement faibles que le travail absorbé est, malgré la vitesse, insignifiant.

On voit par cela que la fusée est bien le véhicule par excellence des explorations sidérales.

---



## CHAPITRE III

### Utilisations possibles des fusées.

De tout ce qui vient d'être dit résulte clairement une première possibilité d'utilisation des fusées : l'exploration de la très haute atmosphère.

La théorie indique que la teneur en azote doit aller en augmentant avec l'altitude et que même, à une très grande hauteur, ce gaz doit céder la place à l'hydrogène. On a été jusqu'à envisager l'existence au delà de la zone à hydrogène d'un gaz encore plus léger, cause de la bande de lumière particulière aux aurores boréales, gaz chimiquement inconnu que l'on a baptisé « geocoronium », mais qui semble bien hypothétique.

Il y aurait intérêt à ce que nous soyons fixés sur ces différents points, mais il faut alors envisager de pousser l'exploration considérablement plus loin qu'avec les ballons-sondes avec lesquels il ne semble guère possible de dépasser beaucoup une trentaine de kilomètres d'altitude.

Avec des fusées, on pourrait, comme on vient de le voir, atteindre n'importe quelle altitude ; la seule difficulté serait probablement de recueillir en quantités suffisantes des gaz aussi dilués. Il est vrai que, maintenant, les physiciens se contentent de bien petites masses de matière pour leurs études !

Le Professeur Goddard a, dès 1919, proposé une autre application, il s'agissait de « tirer sur la Lune » et d'y transporter une livre d'une poudre au magnésium utilisée en Amérique (poudre Victor) dont l'éclair devait être visible de la Terre au télescope.

Le calcul démontre d'une façon indiscutable que cette performance purement sportive est théoriquement possible, et les journaux américains sont allés jusqu'à annoncer il y a quelques années que la fusée était prête et allait partir sous peu. J'ignore si l'expérience a été tentée, elle était digne des esprits entreprenants d'outre-Atlantique ; toujours est-il qu'on n'en a jamais connu le résultat.

Sous certaines réserves, le problème est du reste soluble. Il y a quinze ans, et comme le Professeur Goddard l'a fait depuis, il semblait prudent

de ne pas envisager des vitesses d'expulsion de gaz supérieures à 2 000 mètres/seconde et l'on aboutissait, comme le tableau de la page 30 le montre, soit à la nécessité de fortes accélérations, soit à des rapports absolument inacceptables entre la masse initiale et la masse finale. L'accélération maximum  $l' = 10g$  a été choisie par moi comme supportable par des appareils enregistreurs ou photographiques spécialement construits, sans cependant entraîner de complications inquiétantes. On voit qu'elle permettrait dans le vide un rapport de masses de 358,5, c'est-à-dire que pour projeter dans l'espace un mobile d'une masse finale de 1 kilogramme, il faudrait que la fusée initiale pesât 358<sup>kg</sup>,500 ; mais encore faut-il alors supposer que les 357<sup>kg</sup>,500 sont presque entièrement constitués de combustible (je dis presque entièrement parce qu'en réalité le combustible peut donner une vitesse sensiblement supérieure à 2 000 mètres/seconde et que des calculs faits avec cette vitesse supposent que l'appareil s'est délesté d'un peu de matière inerte en même temps que de son combustible). Naturellement j'ai fait abstraction ici de l'échauffement que l'on risque avec cette accélération de 10g.

Le Professeur Goddard aboutit lui, dans l'air, à un chiffre de 602, un peu moins favorable que le mien. Il semble bien que si l'on voulait passer de la théorie à la pratique avec un rapport semblable on y rencontrerait de terribles difficultés, même en admettant, comme il l'a fait, que la vitesse modérée choisie autorise à considérer que l'on abandonne en même temps que le gaz un quatorzième du poids de celui-ci. On aurait alors en effet, pour un kilogramme de masse finale et en plus d'elle, 43 kilogrammes de « réservoir » à éliminer en même temps que le combustible et 558 kilogrammes de combustible proprement dit.

Je dois avouer que je n'entrevois pas la constitution d'un tel projectile, mais le Professeur a opéré avec de la poudre à 1238,5 calories par kilogramme et, comme je l'avais déjà remarqué dans ma brochure de 1912, il existait déjà des explosifs plus puissants. Je signalais une poudre qui est à peu près comparable à celle de l'Américain, mais j'attirais également l'attention sur le mélange hydrogène-oxygène en proportions convenables, qui, lui, renferme 3 860 calories par kilogramme.

Goddard avec sa poudre a obtenu expérimentalement :

$$v = 2\,434 \text{ mètres/seconde,}$$

le mélange  $H^2 + O$  devrait permettre d'obtenir environ 3 400 mètres/seconde.

Il faut toutefois faire ici une réserve : avec de très grands rapports de détente, la vitesse d'éjection dépend principalement de la température initiale et celle-ci dépend de la tension de dissociation du produit formé ; il y a là tout un problème complexe à examiner. Pour pouvoir juger, il faudrait connaître la réaction de combustion de la poudre du professeur ; si les produits de la combustion sont vapeur d'eau et anhydride carbonique, ils sont sujets à une forte dissociation, surtout le second ; s'ils sont au contraire vapeur d'eau et oxyde de carbone, c'est la première seule qui manifeste une tension de dissociation.

Quoi qu'il en soit, la tension de dissociation augmente si vite avec la température que ce phénomène en limite considérablement l'élévation ; par exemple, la combustion de l'hydrogène avec l'oxygène en proportion convenable devrait porter la vapeur d'eau résultante à quelque 5 300 ou 5 400 degrés, or il est très certain que la flamme du chalumeau oxyhydrique ne dépasse guère 2 500 degrés, si une partie de la perte provient du rayonnement, il n'en est pas moins certain que la dissociation est largement responsable de la limitation de température.

De tout ceci résulte l'improbabilité que l'usage de la réaction  $H^2 + O = H^2O$  puisse procurer une vitesse supérieure à 3 000 mètres/seconde, qui, du reste, permettrait déjà une énorme amélioration pour une fusée porte-appareils où l'on pourrait peut-être admettre  $v = 5g$  (limite due à l'échauffement comme il a été dit) ; on voit que le rapport des masses serait alors réduit à 63, rapport pour lequel l'esprit envisage avec moins de difficulté ce que pourrait être la constitution de l'appareil. Il y aura pourtant peut-être mieux encore à faire.

Le Professeur Langmuir qui travaille en Amérique pour la General Electric a pu préparer de l'hydrogène à l'état atomique et l'on s'en est même servi pour faire fonctionner des chalumeaux selon la réaction  $H + H = H^2$ . Cette réaction dégage davantage de chaleur par molécule (1) que la formation de la vapeur d'eau (58 C.) et elle a l'avantage d'être bien moins limitée en température par la dissociation.

La masse moléculaire finale neuf fois plus faible que celle de l'eau semblerait devoir procurer un avantage immense, malheureusement l'énorme chaleur spécifique (3,8) neutralise partiellement cet avantage en limitant

(1) Je me suis renseigné à plusieurs sources, d'un côté l'on m'a dit 75 à 80 C. par molécule ; de l'autre 90 C. à volume constant à 3 000° et 85 C. à pression constante à la même température ; par prudence j'ai adopté le chiffre le plus bas : 75 C.

la température atteinte à une valeur théorique de quelque 9 900 degrés.

Le résultat pratique dépend donc finalement surtout de la tension de dissociation de l'hydrogène moléculaire en hydrogène atomique ; si, comme il semble, elle demeure faible à très haute température, il est possible qu'une température très élevée puisse être obtenue par ce moyen.

Sous réserve donc de données plus précises sur la matière, le calcul indique que l'on pourrait ainsi supposer des vitesses de l'ordre de 10 000 mètres/seconde, la vitesse théorique limite étant de 12 000 mètres/seconde.

On voit alors sur le tableau de la page 30 que l'on arriverait à des masses initiales tellement réduites que, même pour  $\Gamma = 2$  on aurait un rapport très acceptable.

Mais il reste encore bien des inconnues : l'hydrogène atomique peut-il se liquéfier ? Ne constitue-t-il pas un redoutable explosif ? Est-il facilement détonant ? Le conservera-t-il même ?

Je ne connais actuellement à ces questions aucune réponse.

Même au cas où elles devraient ultérieurement être favorables, il subsisterait une difficulté d'un ordre tout à fait différent que le Professeur Goddard ne paraît pas avoir envisagé et que je vais exposer :

Le champ gravitant terrestre exige que, pour se libérer, un projectile atteigne une vitesse de l'ordre de 8 000 à 11 200 mètres/seconde, selon l'altitude de libération, ces vitesses étant égales à celle que prendrait au même point et en sens inverse un mobile tombant de l'infini sur la Terre sans vitesse initiale.

Le champ gravitant lunaire est considérablement plus faible que le champ terrestre ; à la surface de la Lune il vaut seulement 0,165 de ce dernier, mais le rayon lunaire lui-même ne vaut que 0,273 du rayon terrestre, de telle sorte qu'à un rayon terrestre du centre, l'accélération lunaire est seulement

$$0,165 \times \overline{0,273^2} = 0,01229$$

à peine plus du centième du champ terrestre à distance égale, chiffre qui représente naturellement le rapport des masses des deux astres.

Si une erreur relative même très faible est faite, soit dans l'angle de tir, soit dans la vitesse de fin de combustion, la trajectoire désirée ne sera pas accomplie. S'il s'agit du tir sur la Lune et si la précision angulaire au départ est suffisante, une erreur sur la vitesse finale sera pratique-

ment sans importance, pourvu qu'elle soit par excès. Il faut toutefois remarquer que la précision angulaire serait extrêmement difficile à obtenir si le point de départ n'était pas choisi de telle sorte que la Lune soit au zénith au moment du tir, mais un lieu satisfaisant à cette condition serait nécessairement dans la zone équatoriale où la vitesse tangentielle due à la rotation de la Terre est voisine de 463 mètres par seconde. Cette vitesse devrait être composée avec la vitesse de la fusée par rapport au sol, sans compter encore avec les perturbations que peuvent apporter les courants aériens. Le tout semble devoir rendre assez précaire la précision dans l'angle de tir.

Dans le cas où un tir zénithal serait effectué à partir de latitudes plus élevées, le moindre excès dans la vitesse finale pourra faire que le projectile manquant la Lune, passe derrière et s'échappe vers l'infini ou même vienne frapper notre satellite sur l'hémisphère qui nous est opposé.

En tout cas le point de chute sur la Lune ne semble pas, même dans les conditions les plus favorables, pouvoir être déterminé à l'avance avec précision et n'aurait donc que peu de chances de se trouver dans le champ des télescopes d'observation prévus par le Professeur Goddard.

Dans une lettre que j'adressais au Professeur le 16 juin 1920, je lui signalais combien il semblerait plus intéressant d'envoyer un projectile, non pas *sur* la Lune, mais *autour* de la Lune. Celle-ci nous présente toujours la même face et nul œil humain n'a jamais vu l'autre côté déjà immobilisé dans cette position bien avant que l'homme soit apparu sur la Terre ; il serait d'un haut intérêt scientifique d'en avoir au moins une photographie.

Dans ce cas on rencontrerait de semblables difficultés, auxquelles je n'avais pas songé en 1920 et que je tâcherai de préciser dans les explications suivantes : Ne considérant pour l'instant que les trajectoires symétriques analogues à celles représentées figure 4, trajectoires qui coupent le prolongement du rayon TL à angle droit en un point B ; j'appellerai :

$M_0$  le point de départ de la surface de la Terre ;

$\alpha$  l'angle  $M_0TL$  ;

$l$  la distance qui sépare le point B de la surface lunaire ;

$W_0$  la vitesse de départ que je supposerai instantanément atteinte au point  $M_0$  ;

$W_c$  la vitesse critique de libération au point A.

Pour que la trajectoire passe derrière la Lune, il faut que  $\alpha$  soit com-

pris entre des limites de l'ordre de 1° et 9° ; les valeurs correspondantes de  $W_0$  étant 0,99  $W_c$  et 1,0001  $W_c$  ; les limites correspondantes de  $l$  sont zéro et l'infini.

On voit ainsi que pour une variation d'angle de 8° et pour une variation de vitesse initiale de 1 p. 100, la distance à laquelle le projectile passe derrière la Lune varie de zéro à l'infini.

Naturellement, pour que la trajectoire soit symétrique autour de TB,

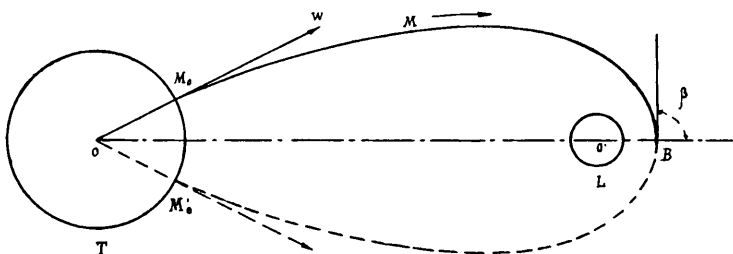


Fig. 4.

il faut qu'à chaque valeur choisie pour l'angle  $\alpha$ , la vitesse  $W_0$  soit réalisée avec une précision rigoureuse.

Une erreur par excès sur cette vitesse aura pour résultat que la trajectoire ne se referme plus sur la Terre. La moindre erreur par défaut aurait pour résultat une chute sur notre satellite.

Ces observations amènent à conclure à une difficulté considérable, sinon à une impossibilité pour envoyer un projectile autour de la Lune par le seul moyen d'une précision suffisante dans la direction et la vitesse au départ.

Il faut maintenant examiner s'il est possible à la fin du trajet de retour d'utiliser l'atmosphère pour s'y freiner comme j'en avais émis l'idée en 1912. Depuis, il m'a semblé prudent de soumettre la question au calcul ; voici ce qu'il donne :

La vitesse d'un mobile tombant sur la Terre depuis l'infini sans vitesse initiale est donnée par la formule

$$V^2 = 2g \frac{a^2}{a + y} \quad , \quad (190)$$

où  $a$  est le rayon terrestre et  $y$  l'altitude.

A une altitude de 200 kilomètres par exemple, cette vitesse sera de 11 105 mètres par seconde.

On peut représenter la densité de l'atmosphère d'une manière suffisamment approchée par la formule

$$H = \zeta \cdot \rho^{\frac{\mu_0}{\mu}} \quad , \quad (191)$$

où je ferai  $\mu_0$  égal à la *masse spécifique* au sol et  $\mu$  à celle à l'altitude H considérée.

En C. G. S. je ferai  $\zeta = 10^6$ , convenable pour les très hautes altitudes et je poserai

$$z = \frac{H}{\zeta} \quad , \quad (192)$$

qui, avec (191) me donnera

$$\mu = \mu_0 e^{-z} \quad . \quad (193)$$

Partant de là j'écris l'accélération

$$F = \frac{d^2H}{dt^2} = \zeta \frac{d^2z}{dt^2} \quad . \quad (194)$$

Mais F se compose de deux éléments, l'un provenant de la gravité

$$f_1 = - \frac{M \cdot g}{\left(1 + \frac{y}{a}\right)^2} \quad ; \quad (195)$$

l'autre, provenant de la résistance de l'air et s'opposant à la décroissance de z, est proportionnel au carré de la vitesse et je l'écrirai comme précédemment :

$$f_2 = k \cdot \mu \cdot S \cdot w^2 = k \cdot \mu_0 \cdot S \cdot w^2 \cdot e^{-z} \quad . \quad (196)$$

De là l'équation du mouvement

$$\frac{d^2H}{dt^2} - \frac{k \cdot \mu_0 \cdot S}{M} w^2 \cdot e^{-z} - \frac{g}{\left(1 + \frac{y}{a}\right)^2} = 0 \quad , \quad (197)$$

où

$$w = \frac{dH}{dt} = \zeta \frac{dz}{dt} \quad \text{et} \quad \frac{d^2H}{dt^2} = \zeta \frac{d^2z}{dt^2} \quad . \quad (198)$$

Pour simplifier les écritures, je poserai

$$\frac{k \mu_0 S \cdot \zeta^2}{\zeta \cdot M} = A \quad \text{et} \quad \frac{g}{\zeta} = B \quad ; \quad (199)$$

alors, (197) s'écrit

$$\frac{d^2z}{dt^2} = A \left(\frac{dz}{dt}\right)^2 e^{-z} + \frac{B}{\left(1 + \frac{\zeta}{a} z\right)^2} \quad (200)$$

Cette équation est soluble, mais par des opérations compliquées ; on peut se rendre compte de ce qui se passe en remarquant d'abord que l'effet de la résistance de l'air est absolument insensible aux altitudes supérieures à 200 kilomètres, c'est pourquoi j'ai déterminé ci-dessus la vitesse à laquelle le mobile y parvient. S'il vient seulement de la distance de la Lune et non de l'infini, sa vitesse n'est pas sensiblement différente.

Au-dessous de 200 kilomètres on pourrait considérer la pesanteur comme ayant une valeur constante égale à 951 C. G. S., mais il est possible de simplifier davantage en négligeant son effet, ce qui donne encore une approximation très suffisante.

Si j'appelle  $z_0$  la vitesse à laquelle le projectile parvient à l'altitude de 200 kilomètres, l'équation (200), simplifiée comme il vient d'être dit, s'intègre facilement

$$\frac{d^2H}{dt^2} = A\zeta \cdot z_0'^2 \cdot e^{-2A(e^{-z} - e^{-z_0})} - z \quad (201)$$

Si l'on envisage l'usage d'un parachute normalement proportionné pour l'atterrissage ( $K=1$ ,  $\frac{M}{S} = 2$  Kgs/m<sup>2</sup>) l'accélération retardatrice ou « retardation » ne commence à être sensible qu'à 150 kilomètres d'altitude où sa valeur est 1,8 fois celle de l'accélération de la pesanteur. Malheureusement, elle croît extrêmement rapidement et atteint son maximum à 91<sup>km</sup>,500 où elle vaut 229 fois celle de la pesanteur, puis, décroît avec la même rapidité pour s'annuler vers 70 kilomètres.

La valeur maximum pourrait être supportée par des appareils spécialement construits, mais elle serait fatale à tout être vivant.

Devant cette difficulté, j'ai naturellement songé que l'on pourrait faire revenir le véhicule tangentiellement à l'atmosphère, de façon à l'utiliser comme si la densité augmentait moins brusquement avec la profondeur. Malheureusement, on vient de voir que le freinage ne commence que pour une densité correspondant à 150 kilomètres d'altitude et qu'il augmente avec une brutalité effrayante, n'utilisant au total que 80 kilomètres de parcours ; si la trajectoire arrive suivant une direction tangente au sol, le véhicule-projectile aura bien devant lui, à partir de 150 kilomètres d'altitude, une longueur de 1 340 kilomètres, mais il abordera cette altitude sous un angle de 12° environ, qui multipliera  $\zeta$  par 4,5 seulement. Le calcul montre que la retardation maximum est très réduite par rapport à la précédente, mais encore égale à 51 fois celle de la



pesanteur. Si même on abordait sous un angle d'environ  $60^\circ$ ,  $\zeta$  se trouverait multiplié par 10 environ et l'accélération maximum encore diminuée ne dépasserait pas 23,4 g.

Je ne crois pas qu'il soit possible par aucune précaution de mettre l'organisme en état de subir sans dommage cette accélération presque égale à celle qui règne à la surface du Soleil et sous laquelle un homme de 75 kilogrammes en pèserait 1 750.

Il faudrait alors se servir de parachutes d'une surface invraisemblable (et impossible en pratique) pour commencer à freiner plus tôt, puis réduire cette surface par un système automatique, car, à ce moment, les voyageurs ne sauraient agir.

Je ne crois du reste pas que ce procédé soit utilisable par aucun moyen, car il exigerait que l'appareil revienne tangentiellement à la surface terrestre avec une précision qui ne serait possible que si l'on disposait d'une quantité d'explosif suffisante pour le diriger. Dans ce cas il serait certainement plus pratique de se servir de cette réserve pour freiner directement la descente.

Considérons maintenant la puissance de freinage appliquée à l'appareil par gramme de sa masse ; elle a pour expression

$$\frac{d^2H}{dt^2} w = \frac{d^2H}{dt^2} \cdot \frac{dH}{dt} = \frac{d^2H}{dt^2} \zeta z' \quad , \quad (202)$$

soit

$$\mathcal{P} = A \cdot \zeta^2 z_0'^3 e^{-3A(e^{-z} - e^{-z_0})} \cdot z \quad (203)$$

On trouve que cette puissance passe par son maximum pour une altitude de 95 kilomètres, un peu supérieure à celle où se produit le maximum de la retardation et qu'elle y atteint la valeur énorme de 14,8 kilowatts, soit environ 20 CV par gramme.

Comme il a été dit plus haut pour un projectile quelconque, le freinage n'a lieu ici que parce que, du fait de la vitesse, l'air se trouve comprimé contre la face antérieure du parachute, et la pression y est de 458 kilogrammes par mètre carré si le parachute a été établi pour 2 kilogrammes par mètre carré au sol.

Cette pression qui ne correspond qu'à 46 grammes par centimètre carré est très faible en valeur absolue, mais énorme en comparaison de la pression qui règne à l'endroit où elle se produit ; il est facile d'exprimer le rapport de compression en fonction de  $z$ .

La pression qui règne en tête est

$$p_m = \frac{M}{S} \frac{d^2 H}{dt^2} = \frac{M}{S} A \zeta \cdot z_0'^2 e^{-2\lambda(e^{-z} - e^{-z_0})} - z \quad , \quad (204)$$

la pression à l'altitude  $z$  considérée est

$$p = p_0 e^{-z} \quad , \quad (205)$$

de telle sorte que le rapport de compression est

$$\frac{p_m}{p} = \frac{M}{S p_0} A \zeta \cdot z_0'^2 e^{-2\lambda(e^{-z} - e^{-z_0})} = \frac{k \cdot \mu_0}{p_0} w_0^2 e^{-2\lambda(e^{-z} - e^{-z_0})} \quad ; \quad (206)$$

or, quand  $z$  est très grand, cette valeur se réduit à

$$\frac{p_m}{p} = \frac{k \cdot \mu_0}{p_0} w_0^2 \quad (207)$$

et la température atteinte par ce gaz comprimé instantanément est

$$T = T_{amb} \left[ \frac{k \cdot \mu_0}{p_0} w_0^2 \right]^{\frac{z-1}{\gamma}} \quad ; \quad (208)$$

c'est naturellement la formule qui a déjà été trouvée pour le cas général.

Le calcul donne un rapport de compression de 1 950 et si l'on admet une température ambiante de  $-50^\circ$ , la température du gaz ainsi comprimé devant le parachute sera de  $1\,730^\circ$  ! On n'a même pas à se demander ce qu'il adviendra de ce dernier dans de telles conditions.

Ce calcul semble donner un résultat illogique puisque la température ne part pas d'une faible valeur pour croître, puis décroître, mais part de son maximum à l'infini alors que le freinage est nul, ne diminue que d'une façon insensible jusqu'au moment où le freinage commence seulement à apparaître, n'a encore diminué que très peu au moment du maximum de puissance absorbée, puis s'évanouit brusquement.

Comme je l'ai déjà dit, il semblerait résulter de là que les bolides devraient être incandescents bien avant les 120 kilomètres d'altitude qui sont la zone maximum de leur apparition. Mais aux altitudes extrêmes où la puissance absorbée est absolument insensible, la température ne correspond qu'à une très faible chaleur dégagée qui est incapable de lutter contre le rayonnement du mobile dans l'espace pour si peu qu'il s'échauffe. La température de ce mobile ne s'élève sensiblement qu'au moment où, brusquement, l'énergie de freinage prend une valeur énorme. Le calcul montre que ceci se produit justement entre 120 et 130 kilomètres d'altitude où la puissance atteint respectivement les valeurs de 1,25 et 3,55 kilowatts

par *gramme* du véhicule, cette énergie ne serait du reste appliquée qu'à la surface antérieure d'attaque du parachute, c'est-à-dire avec une concentration massique encore bien supérieure. Elle s'éteint dans le cas considéré à 80 kilomètres d'altitude, ce qui est encore exactement la zone de disparition des étoiles filantes.

Il y a là une coïncidence remarquable et je tiens à ajouter que mon calcul n'a nullement été arrangé pour les besoins de la cause ; son résultat n'en est que plus inquiétant, car il donne à penser que même avec les artifices qui ont été ci-dessus examinés, le freinage dans une atmosphère ne sera jamais possible et qu'il faudra toujours freiner par les moyens du bord, c'est-à-dire avec le propulseur.

On voit alors, en se reportant aux chiffres qui ont été donnés à la fin du chapitre premier, que dans le cas le plus favorable du Tableau V, il faudrait une réserve de combustible de

$$\overline{3,24^2} = 10,5 \text{ fois le poids utile,} \quad (209)$$

ou, avec  $\Gamma = 2g$  :

$$\overline{4,36^2} = 19 \text{ fois le poids utile.} \quad (210)$$

Si ce dernier était de une tonne, il faudrait donc emporter au départ 10,5 ou 19 tonnes d'hydrogène atomique selon le cas et ceci n'est qu'une limite qui n'est certainement pas réalisable. On ne peut néanmoins pas tout à fait dire que la chose soit certainement impossible, mais seulement qu'elle semble bien difficilement réalisable (toujours avec les mêmes réserves en ce qui concerne les propriétés de l'hydrogène atomique, qui nous sont encore inconnues).

---

## CHAPITRE IV

### Conditions nécessaires pour le transport d'êtres vivants. Véhicules interplanétaires.

J'ai déjà fait allusion à la possibilité pour des appareils enregistreurs ou photographiques de résister à des accélérations de  $10g$  et il n'y a certainement pas là de problème bien délicat; nous sommes habitués à faire subir à la matière de bien autres contraintes dans nos machines, mais lorsqu'il s'agira d'êtres vivants, à quelle limite doit-on s'arrêter ?

A ce sujet, j'ai déjà un point de repère ; dans mes avions, je munissais mes pilotes d'une ceinture élastique réglée de telle sorte qu'à fond d'allongement elle développait un effort à peu près égal à 10 fois le poids du buste et jamais il n'y eut d'accidents de ce chef; au contraire des accidents furent évités.

Il semble donc qu'à la rigueur on pourrait envisager cette solution, si le risque d'échauffement ne la prohibait, comme il a été dit.

Vraisemblablement il sera plus raisonnable de se limiter à  $\Gamma = 2g$ , mais alors nous semblons être avec le mélange  $H^2 + O$ , à la limite de l'impossible et il faudrait compter sur l'hydrogène atomique dont nous ne connaissons encore à peu près rien !

Même en supposant ce dernier problème résolu, il y a encore un bien grand aléa résultant de ce que l'on ne pourrait en tous cas disposer à bord que juste de la quantité de combustible nécessaire à s'évader de l'attraction terrestre et l'on retomberait sur la difficulté de précision ci-dessus exposée pour les trajectoires circumlunaires.

Il ne semble pas qu'un moyen si hasardeux ait jamais grand'chance de succès et il entrainerait supplémentaement un inconvénient dont il est difficile de mesurer aujourd'hui l'importance : aussitôt que le propulseur cesserait de fonctionner, les voyageurs passeraient brusquement de la sensation d'une accélération  $2g$ , probablement déjà cause de trouble par elle-même, à la sensation de ne plus rien peser du tout, de tomber

brusquement dans le vide. Ce changement brutal ne laisse pas que d'être inquiétant quant à ses effets possibles.

#### CONDITIONS D'HABITABILITÉ DU VÉHICULE

##### Conservation d'une atmosphère respirable.

On est arrivé actuellement à rendre habitables les sous-marins pendant un temps assez long et il semble que la solution de ce problème soit encore susceptible d'amélioration, surtout le jour où l'on disposera de quantités d'énergie aussi énormes que celles que recèlent les atomes, énergies qui permettront très probablement de nouveaux modes d'action sur les réactions chimiques de ces atomes. Il pourrait sembler à première vue assez délicat de conserver sans trop de pertes une atmosphère gazeuse à l'intérieur d'un appareil clos plongé dans un vide parfait ; la difficulté sera beaucoup moindre que celle qui consiste à maintenir le vide dans un appareil clos immergé dans un gaz sous pression, cas auquel des fuites en apparence énormes n'intéressent que des masses de gaz extrêmement faibles. Dans le cas envisagé, au contraire, les fuites doivent être comptées par rapport au gaz sous pression et non par rapport au vide où elles seront volumétriquement toujours infinies, quelque réduites qu'elles soient « massivement ».

Il faut du reste remarquer que l'on pourra emplir l'appareil d'une atmosphère d'oxygène pur, ce qui permettra vraisemblablement de réduire la pression au voisinage de un dixième d'atmosphère, les fuites étant ainsi considérablement réduites elles-mêmes.

##### Maintien d'une température acceptable.

Il n'y a de température que là où il y a de la matière ; les espaces intersidéraux ne sont nullement glacés comme on le dit trop souvent. Cette illusion provient de notre connaissance des basses températures auxquelles se trouvent les couches supérieures de notre atmosphère, mais si raréfiées soient-elles, elles sont encore de la matière et le vide absolu n'a et ne peut avoir *aucune température ni froide, ni chaude*.

Nous savons du reste maintenant que la chaleur est simplement la manifestation statistique de l'agitation moléculaire et, là où il n'y a pas de molécules, il ne saurait y avoir d'agitation moléculaire ni grande ni petite.

Dans mon ancienne communication, je n'avais même pas eu la place de développer ces brèves explications et j'avais simplement ajouté que l'on pourrait agir sur la température de l'appareil en noircissant une moitié de sa surface et polissant l'autre, puis en présentant à la radiation solaire plus ou moins de l'une ou de l'autre de ces deux régions.

L'échauffement et le refroidissement auraient lieu de part et d'autre d'une température moyenne qui serait celle obtenue en exposant simultanément à la radiation solaire moitié de chacune des deux régions. Cette température moyenne est du reste celle que prendrait au même endroit un corps parfaitement conducteur dont toute la surface posséderait un même pouvoir émissif, quel que soit du reste ce dernier.

Le corps noir étant un cas particulier de cette catégorie, je simplifierai le langage en appelant cette température « température du corps noir sphérique et conducteur plongé dans la radiation solaire à l'endroit considéré » ; c'est cette température qui remplace pour nous la température inexistante du vide et l'on verra qu'elle est, dans nos régions, fort éloignée du zéro absolu.

*Calcul de la température du corps noir et des températures extrêmes du véhicule.* — Soit un corps sphérique conducteur de la chaleur (fig. 5) de

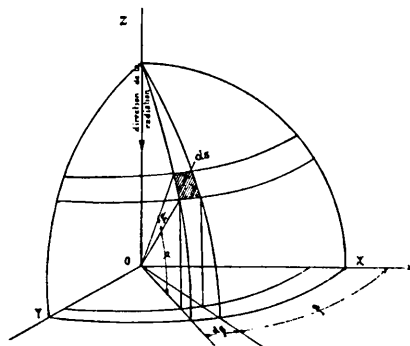


Fig. 5.

diamètre  $D$  et de pouvoir émissif  $k$  plongé dans la radiation solaire qu'il reçoit suivant la direction  $zo$ .

Soit  $ds$  un élément de la surface de cette sphère déterminé par les angles  $\alpha, \alpha + d\alpha$  et  $\beta, \beta + d\beta$  ; on a

$$ds = \frac{D}{2} d\alpha \cdot \frac{D}{2} d\beta \cdot \cos \alpha \quad , \quad (220)$$

soit

$$ds = \frac{D^2}{4} \cos \alpha \cdot d\alpha \cdot d\beta \quad . \quad (221)$$

Si j'appelle  $\sigma$  la constante de Stefan et  $\theta$  la température absolue du Soleil, la quantité de chaleur que l'élément  $ds$  absorberait si l'astre, de pouvoir émissif supposé égal à 1, occupait toute la demi-calotte sphérique lui faisant face serait

$$dQ = k \cdot \sigma \cdot ds \cdot \theta^4 \quad ; \quad (222)$$

il réfléchirait ou diffuserait dans l'espace environnant

$$dQ_D = (1 - k) \sigma \cdot ds \cdot \theta^4 \quad (223)$$

Soit maintenant  $\gamma$  l'angle solide sous lequel le Soleil est vu de la sphère, l'élément de surface va absorber seulement

$$dq = dQ \cdot \frac{\gamma}{2\pi} \sin \alpha = k\sigma \cdot \theta^4 \cdot \frac{\gamma}{2\pi} \frac{D^2}{4} \sin \alpha \cdot \cos \alpha \cdot d\alpha \cdot d\beta \quad ; \quad (224)$$

ou, en intégrant  $\alpha$  de 0 à  $\frac{\pi}{2}$  et  $\beta$  de 0 à  $2\pi$ . (225)

$$q = k\sigma \cdot \theta^4 \cdot \frac{\gamma}{2\pi} \frac{D^2}{4} \left( \frac{\sin^2 \alpha}{2} \right)_0^{\frac{\pi}{2}} \cdot 2\pi \quad (226)$$

$$q = \frac{\pi D^2}{4} k\sigma \cdot \theta^4 \frac{\gamma}{2\pi} \quad (227)$$

représentant naturellement la même quantité qu'absorberait un disque plan de diamètre  $D$  recevant normalement la même radiation.

Si, maintenant, la température absolue de cette sphère est  $T$ , elle va rayonner par toute sa surface une quantité de chaleur

$$q' = \pi D^2 \cdot k \cdot \sigma \cdot T^4 \quad (228)$$

et elle sera en équilibre de température lorsque

$$q' = q \quad , \quad (229)$$

c'est-à-dire

$$T^4 = \theta^4 \cdot \frac{\gamma}{8\pi} \quad \text{ou} \quad T = \sqrt[4]{\frac{\gamma}{8\pi}} \cdot \theta \quad . \quad (230)$$

*Voisinage de la Terre.* — Si la sphère est au voisinage de la Terre, elle voit le Soleil sous un diamètre apparent d'environ  $32'$ , soit sous un angle solide

$$\gamma = \frac{\pi}{4} \cdot 32'^2 = \overline{804,8^2} = \overline{0,2235^{\circ 2}} \quad ; \quad (231)$$

d'autre part, l'angle solide  $8\pi$ , égal au double de l'espace total, vaut  $\frac{\gamma}{82\,506^{02}}$  de telle sorte que

$$\frac{\gamma}{8\pi} = \frac{0,2235}{82\,506} = 2,709 \cdot 10^{-6} \quad (232)$$

Si je prends  $\theta = 6\,300^\circ$  absolus, j'ai

$$\theta^4 = 1,5753 \cdot 10^{15} \quad , \quad (233)$$

soit

$$T^4 = 2,709 \cdot 10^{-6} \times 1,5753 \cdot 10^{15} = 4,267 \cdot 10^9 \quad (234)$$

d'où

$$T = 255^\circ,6 = -17^\circ,4 \quad . \quad (235)$$

Le raisonnement qui vient d'être fait peut naturellement s'appliquer au globe terrestre tout entier et si l'on admet que sa température moyenne soit de  $15^\circ$ , soit  $288^\circ$  absolus, on voit que, sur cette température, le feu central et la différence d'absorption atmosphérique entre l'infra-rouge et la lumière visible ne fournissent que la faible part de  $32^\circ,4$ , c'est-à-dire environ 12 p. 100. Les conditions de notre existence et la vie à la surface de notre planète dépendent donc bien davantage du Soleil que de notre astre lui-même.

La vie pourrait encore exister sur la Terre privée de son feu central si le Soleil continuait à briller de son éclat actuel ; mais inversement, le feu central actuel serait totalement impuissant à maintenir aucune trace de vie sur notre globe si la radiation solaire venait à nous manquer.

Soit maintenant un disque plan de diamètre  $D$ , constamment et normalement exposé à la radiation solaire et s'appuyant par derrière à un support parfaitement athermane ; il recevra comme il vient d'être dit

$$q = \frac{\pi \cdot D^2}{4} k\sigma \cdot \theta^4 \frac{\gamma}{2\pi} \quad (236)$$

et rayonnera

$$q_1 = \frac{\pi \cdot D^2}{4} k\sigma \cdot \tau_M^4 \quad ; \quad (237)$$

il sera donc en équilibre de température lorsque

$$\tau_M^4 = \theta^4 \frac{\gamma}{2\pi} \quad , \quad (238)$$

c'est-à-dire que l'on aura

$$\tau_M^4 = 4 \cdot T^4 \quad . \quad (239)$$



A la distance de la Terre, ceci donnerait

$$\tau_M = \sqrt{2} \cdot T = 361^{\circ},5 = 88^{\circ},5 \quad . \quad (240)$$

Si donc la Terre présentait toujours la même face au Soleil et si l'on admettait encore dans ce cas un excès de  $32^{\circ},4$  dû aux mêmes causes que ci-dessus, on voit que le point de la surface terrestre pour lequel le Soleil serait éternellement au zénith prendrait une température de l'ordre de  $120^{\circ}$ , et que la mer y entrerait en ébullition.

On peut se faire une idée de la température  $\tau_m$  que prendrait la région opposée :

Quand on s'enfonce à l'intérieur du globe, la température monte en moyenne de  $1^{\circ}$  par 30 mètres et la conductibilité moyenne des roches de surface est de  $300 \cdot 10^{-5}$  C.G.S., d'où un flux de chaleur par centimètre carré de

$$q = \frac{300 \cdot 10^{-5}}{3000} = 10^{-6} \text{ cal./gr./sec.} \quad (241)$$

La loi de Stefan donnera donc

$$\tau^4 = \frac{q}{\sigma} = \frac{10^{-6}}{1,39 \cdot 10^{-12}} = 720\,000 \quad , \quad (242)$$

d'où résulte

$$\tau = 29^{\circ},13 = -244^{\circ} \text{ env.}$$

et toute l'atmosphère viendrait s'y congeler (sauf l'hélium et l'hydrogène) rendant la planète impropre à aucune manifestation vitale.

*Remarque.* — Ces chiffres de  $+88$  et  $-244$  devraient représenter à peu près les températures extrêmes des points de la Lune qui sont face au Soleil et diamétralement opposés eu égard à la lenteur de rotation de notre satellite.

Soit maintenant une sphère dont une moitié soit recouverte d'une couche de cuivre oxydé d'un pouvoir émissif  $k = 0,85$  et dont l'autre moitié soit d'aluminium poli pour lequel  $k' = 0,13$ .

Si la face polie est tournée vers le Soleil, elle absorbera

$$q = \frac{\pi \cdot D^2}{4} \cdot k' \sigma \cdot \theta^4 \frac{Y}{2\pi} \quad (243)$$

et en même temps rayonnera

$$q'_1 = \frac{\pi \cdot D^2}{2} \cdot k' \sigma \cdot T_m^4 \quad , \quad (244)$$

l'autre moitié rayonnant

$$q'_2 = \frac{\pi \cdot D^2}{2} \cdot k \sigma \cdot T_m^4 \quad . \quad (245)$$

La condition d'équilibre sera

$$q = q'_1 + q'_2 \quad , \quad (246)$$

soit

$$T_m^4 = \frac{2k'}{k+k'} \cdot \theta^4 \cdot \frac{\gamma}{8\pi} = \frac{2k'}{k+k'} \cdot T^4, \quad (247)$$

d'où

$$T_m = T \sqrt[4]{\frac{2 \cdot k'}{k+k'}}. \quad (248)$$

Dans le cas présent, donc

$$T_m = 0,7178 \cdot T = 183^{\circ},4 = - 89^{\circ},6. \quad (249)$$

Si la face noircie est tournée vers le Soleil, il suffit d'invertir  $k$  et  $k'$  et l'on trouve

$$T_m = 1,1478 \cdot T = 293^{\circ},4 = + 20^{\circ},4. \quad (250)$$

On voit qu'au voisinage de la Terre, il sera plus facile de se rafraîchir que de se réchauffer.

*Voisinage de Vénus.* — Si l'on considère maintenant le véhicule sphérique au voisinage de Vénus dont la distance moyenne au Soleil est 0,72 de celle de la Terre, on voit que l'angle solide sous lequel le Soleil apparaît est devenu

$$\gamma_v = \gamma_T \cdot \left(\frac{1}{0,72}\right)^2 = 1,3887^2 \cdot \gamma_T \quad (251)$$

de telle sorte qu'en se reportant à la formule (230), on a simplement

$$T_v = \sqrt[4]{1,3887} \cdot T_T = 1,1787 \cdot T_T = 301^{\circ},1 = + 28^{\circ},1 \quad (252)$$

température délicieuse, mais à laquelle très probablement le feu central de la planète doit, pour celle-ci, ajouter un nombre de degrés du même ordre que pour la Terre. La température moyenne à la surface de la planète a donc des chances d'être de l'ordre de quelque 60° provoquant une forte vaporisation des masses d'eau liquide et l'apparition de puissantes couches de nuages ; cette conclusion cadre tout à fait avec l'aspect télescopique de l'astre et notamment avec son albedo.

En passant, je remarquerai combien il est improbable que la planète tourne constamment la même face vers le Soleil comme on l'a avancé ces derniers temps. Si en effet, on multiplie la température  $\tau_m$  correspondant à la distance terrestre par le même coefficient 1,1787 et l'on obtient  $426^{\circ} = 153^{\circ}$  auxquels il convient d'ajouter comme ci-dessus quelque  $32^{\circ}$

ce qui donne finalement pour température vraisemblable du point pour lequel le Soleil serait constamment au zénith

$$+ 185^{\circ} \qquad (253)$$

ce qui est encore bien autre chose que pour la Terre !

Pour la température du point diamétralement opposé, il est assez difficile de faire une évaluation, car tout dépend du flux de chaleur qu'il pourrait recevoir du feu central de l'astre ; en admettant même celui-ci double de la valeur maximum probable pour la Terre, on n'arriverait encore qu'à une température de quelque  $35^{\circ} = - 238^{\circ}$ .

Ici encore, presque toute l'atmosphère de la planète serait depuis longtemps condensée et solidifiée sur la face opposée au Soleil ; or, d'après des observations faites lors du passage de Vénus devant le disque solaire, il est indiscutable qu'elle possède une atmosphère et même une atmosphère plus importante que la nôtre et capable de produire une réfraction presque double.

Si d'autre part on considère l'albedo de la planète, albedo qui n'est égalé que par celui de la neige fraîchement tombée ou des nuages, il semble bien improbable que la surface offerte à notre œil puisse être autre chose qu'une couche nuageuse presque continue. Notre globe vu de l'extérieur doit, du reste, présenter un aspect très voisin de celui-là.

Ces déductions rendent donc tout à fait invraisemblable l'égalité du jour et de l'année de Vénus ; pour présenter l'aspect qu'elle a, la planète doit, au contraire, tourner sur elle-même à une vitesse au moins comparable à celle de la Terre et fort possiblement supérieure.

Revenant au véhicule, je calculerai ses températures minimum et maximum par les formules (249) et (250) où je remplacerai seulement T par  $T_v$ , ce qui donne :

$$T_{vm} = 216^{\circ},1 = - 56^{\circ},9 \quad \text{et} \quad T_{vM} = 345^{\circ},5 = + 72^{\circ},5 \qquad (254)$$

Cette fois les voyageurs auront toute facilité pour se chauffer et ils devront même prendre garde de ne pas se cuire.

*Voisinage de Mars.* — Au voisinage de Mars dont la distance au Soleil est égale à 1,52 fois celle de la Terre, un calcul analogue donne :

$$\begin{aligned} T_M &= 207^{\circ},3 = - 65^{\circ},7 \\ T_{Mm} &= 148^{\circ},7 = - 124^{\circ},3 \\ T_{MM} &= 237^{\circ},8 = - 35^{\circ},2 \end{aligned} \qquad (255)$$

et cette fois l'unique préoccupation des voyageurs intersidéraux sera de n'être pas gelés ; il est vrai qu'il sera facile de munir le véhicule de parois calorifuges ou d'appareils de chauffage ; il n'y a donc pas là de difficulté.

J'observerai ici que Mars ayant un diamètre très inférieur à celui de la Terre ne doit plus posséder qu'une chaleur interne fort réduite ; les conditions de la vie à la surface dépendent encore bien davantage, voire presque uniquement de la radiation solaire et la température moyenne doit s'y rapprocher de 65° au-dessous de zéro, sous réserve de l'action possible de son atmosphère. Il y aurait lieu néanmoins de se demander si les calottes polaires ne sont pas plutôt constituées de neige carbonique que de neige d'eau, car il est possible encore qu'en raison de la plus faible gravité à la surface, les constituants légers de l'atmosphère se soient déjà dissipés dans l'espace et la vapeur d'eau est un des gaz les plus légers ; quoi qu'il en soit, on sait que l'atmosphère de la planète est faible. Si elle ne tournait pas, le point faisant face au Soleil atteindrait une température de :

$$293^{\circ} = + 20^{\circ} \quad (256)$$

la planète tournant en 24<sup>h</sup>37<sup>m</sup>, les plus récentes mesures donnent pour ce point

$$+ 7^{\circ} \quad (257)$$

*Voisinage de Mercure.* — A titre de simple indication, j'ajouterai qu'au voisinage de Mercure, on aurait :

$$\begin{aligned} T_{merc} &= 409^{\circ} = + 136^{\circ} \\ T_{me-m} &= 239^{\circ},5 = + 20^{\circ},5 \end{aligned} \quad (258)$$

et le véhicule pourrait encore y aller à la condition de toujours tourner sa face polie vers le Soleil, il est vrai qu'il serait alors possible de tourner vers l'astre une section plus réduite, la pointe par exemple, si l'appareil était en forme d'obus. On pourrait donc s'approcher encore davantage de l'astre du jour, mais avec quelque précaution comme on pouvait s'en douter.

### **Action physiologique de la suppression du champ gravitant normal terrestre ; maintien d'un champ gravitant artificiel.**

Dans ma communication de 1912, j'avais fait allusion à la possibilité de troubles physiologiques par suppression ou diminution du champ gravitant dans lequel les voyageurs se trouveront.

Il y a lieu d'observer ici l'erreur considérable qu'a faite Jules Verne dans son livre *De la Terre à la Lune* où il suppose que les voyageurs, qui n'ont pas été écrasés au départ, ont ensuite la sensation d'une pesanteur normale pendant presque tout le voyage et que c'est seulement en arrivant au « point neutre » où l'attraction de la Terre et de la Lune se neutralise qu'ils tombent brusquement à l'autre bout de l'appareil.

En réalité, les voyageurs de Jules Verne, d'abord écrasés au départ sur le plancher de l'appareil, auraient été, l'instant d'après, fracassés contre le plafond au moment où l'obus, sortant de la bouche du canon, pénétrait dans l'atmosphère à une vitesse formidable ; puis, à supposer que cette résistance n'ait pas complètement bloqué le véhicule, et aussitôt celui-ci sorti de l'atmosphère, les voyageurs, — déjà tués deux fois — auraient eu immédiatement, *bien qu'encore animés d'une vitesse considérable vers le haut*, la sensation d'une chute dans le vide.

La sensation de chute n'a rien à voir avec la vitesse, elle ne dépend que de l'accélération sensible, et quand un corps est en chute libre, c'est-à-dire n'est soumis à aucune force extérieure, les êtres qui y sont liés éprouvent cette sensation de chute quelles que soient la direction et la grandeur de la vitesse dont ils sont animés.

Sans même avoir jamais eu l'occasion de nous évader de la zone où la pesanteur terrestre nous impose sa loi, nous connaissons tous la sensation pénible qui se produit au moment d'une chute ou plus simplement même du démarrage rapide d'un ascenseur en descente ; la respiration s'arrête et nous ignorons si, cette sensation se prolongeant, le cœur ne viendrait pas à s'arrêter lui-même. Les voyageurs sidéraux ne se trouveraient pas du reste en meilleure posture si leur cœur continuait à fonctionner, leur respiration étant arrêtée.

Dans les chutes de grande hauteur dans l'atmosphère (par exemple au cas où un parachute met longtemps à s'ouvrir) la sensation de chute ne peut jamais durer très longtemps parce qu'on atteint rapidement une vitesse suffisant à ce que la résistance de l'air contre-balance le poids du corps. Bien que la chute se continue, celui qui en est victime n'en a plus la sensation, puisqu'elle n'est plus accélérée ; il a l'impression d'être soutenu sur un jet d'air violent, à la manière d'un œuf sur un jet d'eau, et dans cette seconde période, la sensation d'étouffement provient simplement de la vitesse relative de l'air et non plus de l'absence de champ gravitant.

On connaît également les troubles considérables que provoquent souvent dans l'organisme de simples variations de grandeur de l'accélération lorsqu'on se trouve vers les extrémités d'un bateau qui tangué.

Il n'est peut-être pas mauvais d'entrer ici dans plus de détails sur l'origine de la sensation normale de pesanteur éprouvée lorsque chacune des molécules de notre corps étant sollicitée dans un sens déterminé par un champ gravitant, elle n'obéit pas à cette sollicitation et pour cela prend appui sur les molécules voisines.

En langage vulgaire, la sensation de pesanteur consiste pour nous à sentir que notre tête pèse sur nos épaules, nos épaules sur nos reins, nos reins sur nos jambes, nos jambes sur nos pieds et nos pieds sur le sol qui développe une force extérieure s'opposant à ce que l'accélération de la pesanteur imprime à l'ensemble de notre corps une variation de mouvement vers le bas.

Si, le point d'appui manque, chaque molécule et chacun des organes qu'elles composent devient libre d'obéir à l'accélération gravitationnelle, tous prennent individuellement la même variation de vitesse, se suivent les uns les autres dans leur mouvement et conséquemment cessent de développer les uns sur les autres aucune force interne, de telle sorte qu'en langage vulgaire la tête ne pèse plus sur les épaules, les épaules sur les reins, etc..., et les pieds ne pèsent plus sur le sol qui vient de se dérober.

Il semble, du reste, que le trouble de l'organisme provienne plus particulièrement de la suppression des pressions hydrostatiques existant normalement dans les canaux semi-circulaires de l'oreille qui sont, comme on le sait maintenant, l'organe de l'orientation et paraissent avoir une relation très directe avec le système du grand sympathique.

Il est permis, dans ces conditions, d'avoir quelque inquiétude sur les résultats organiques de la suppression ou de la forte diminution prolongée du champ gravitant normal ; on peut toutefois espérer que les personnes résistant au mal de mer et qui résistent aussi au « mal de l'air », résisteront également au « mal intersidéral ».

Dès 1912, j'avais songé à supprimer tout risque d'accident en suppléant à l'absence de champ gravitant par un champ d'accélération suffisant dû au propulseur même de l'appareil ; les voyageurs auraient pu ainsi conserver une sensation de pesanteur normale. J'ignorais du reste à cette époque les travaux d'Einstein, dont le principe de relativité géné-

ralisée repose précisément sur l'équivalence complète d'un champ gravitant et d'un champ d'accélération.

Il est assez curieux de remarquer qu'en passant des moyens de locomotion terrestres à l'aviation, puis à «l'aéronautique»\* on passe de moyens de locomotion à vitesse variable à volonté à un moyen à vitesse constante et que l'on aboutit enfin à un moyen à *accélération* constante.

J'avais déjà fait remarquer que ce moyen à accélération constante entraînait une dépense d'énergie très supérieure au minimum nécessaire pour se libérer de l'attraction terrestre, et que l'on pourrait être conduit à envisager qu'une fois le véhicule lancé à une certaine vitesse, on supprimerait l'accélération propulsive en le laissant courir sur son erre. C'est à ce moment que j'avais exprimé quelques craintes sur l'action physiologique de cette brusque suppression, mais je n'avais pas eu la place d'exposer une solution éventuelle consistant à diminuer graduellement l'accélération artificielle du propulseur ; il est très possible en effet que l'on puisse ainsi amener l'organisme à s'habituer à une condition anormale qui, brusquement appliquée, y causerait des troubles profonds, ceci ne pourra naturellement être vérifié que le jour où nous disposerons du propulseur atomique et du véhicule intersidéral, ce qui ne semble malheureusement pas fort prochain.

#### Dirigeabilité du véhicule.

Ce chapitre avait été réduit au minimum et même au delà dans mon ancienne conférence par suite de la réduction du nombre de lignes ; il appelle pourtant d'intéressants développements.

Pour qu'un mobile suive une trajectoire rectiligne, il faut et il suffit que la résultante de toutes les forces extérieures qui agissent sur lui ait une direction constante et passe par son centre de gravité.

Dans le cas présent, ceci veut dire simplement que la résultante de poussée de l'appareil à réaction de la fusée doit constamment passer par son centre de gravité. Il va de soi que cette condition ne pourra jamais être réalisée avec une exactitude mathématique et que l'appareil nécessitera des organes de rectification et de direction.

La première idée qui a pu me venir à l'esprit était naturellement d'ar-

\* Je saisis l'occasion qui m'est donnée de remercier ici M. J. H. ROSNY aîné pour la création de ce mot dont la paternité lui revient.

ticuler l'appareil à réaction sur le véhicule de façon à lui permettre d'osciller en tous sens, puis de le relier à un manche à balai, les connexions étant établies de façon à rendre les mouvements du pilote instinctifs.

Dans le cas présent et contrairement à ce qui se passe pour les avions, on pourra du reste commander ce manche à balai automatiquement au moyen d'un système à pendule. Celui-ci devra être réglé de façon à agir de telle manière que si le véhicule vient à s'écarter de l'orientation choisie des contacts électriques provoquent un déplacement de l'appareil à réaction tendant à ramener l'ensemble de la fusée à son orientation primitive.

Il est compréhensible que si la direction de la force développée par l'appareil à réaction passe en dehors du centre de gravité de l'appareil, ce dernier va être soumis à un moment qui changera son orientation et de ce fait incurvera la trajectoire.

On pourra provoquer et maintenir à volonté une semblable déviation en déplaçant sur le côté, dans la direction voulue, les contacts électriques du pendule de façon que la position d'équilibre de celui-ci ne corresponde plus à une direction de la propulsion parallèle à la direction actuelle de la vitesse.

Il est également indispensable de pouvoir empêcher l'appareil de tourner sur lui-même autour de la direction de sa vitesse et dans ce but naturellement on peut employer des petites fusées à action tangentielle, mais l'appareil partant du repos, il n'y a pas de raison pour qu'il prenne une vitesse de rotation sensible dans le sens indiqué à moins que sa surface extérieure ne présente des éléments hélicoïdaux qui lui communiquent initialement une semblable rotation pendant la traversée de l'atmosphère ; ceci paraît facilement évitable.

Si donc la vitesse angulaire autour de la direction de la vitesse linéaire est initialement nulle, la seule chose dont on puisse avoir besoin est de faire tourner le véhicule d'un angle déterminé.

Dans ce but, il est très simple de prévoir à l'intérieur un moteur électrique dont l'induit porte un volant d'un moment d'inertie suffisant ; sitôt ce moteur en route, le véhicule tout entier se mettra à tourner en sens inverse, les deux vitesses angulaires étant inversement proportionnelles aux moments d'inertie respectifs et les deux mouvements angulaires prendront fin simultanément dès l'arrêt du moteur. Dans cette opération, les frottements entre le rotor et le stator du moteur n'ont pas à intervenir.



Il est impossible de prévoir aujourd'hui ce que pourra être un moteur à répulsion par désintégration atomique, il se présentera peut-être sous une forme qui ne se prête pas à un déplacement par articulation universelle comme il a été prévu.

On pourrait alors, soit avoir plusieurs appareils à répulsion, disposés en dehors de l'axe de symétrie de l'appareil (par exemple sur une couronne d'un certain diamètre) et agir sur la direction en accentuant la répulsion d'un certain côté ou en la diminuant de l'autre, ou en faisant les deux simultanément.

Quoi qu'il en soit, on voit qu'un véhicule lancé dans le vide sans aucun point d'appui matériel n'est nullement condamné à l'inertie et à l'impuissance ; les lois de la mécanique indiquent avec une parfaite clarté la possibilité de le propulser et de le diriger aussi bien que n'importe quel véhicule terrestre, aquatique ou aérien. La seule réserve à faire est que les progrès de la physique doivent d'abord mettre à notre service des moyens d'action d'une puissance qui est actuellement tout à fait hors de notre portée comme on le verra plus loin.

Cette réserve faite, dans quelles conditions vont s'effectuer les voyages ? Quelle dépense d'énergie sera nécessaire et possible ? On verra que la réponse à la première question dépend en tout de celle qu'il sera possible de faire à la seconde.

Un mobile sans vitesse initiale tombant de l'infini vers un astre  $y$  arrive avec une vitesse finie ; la loi générale de son mouvement est représentée par l'équation

$$V^2 = 2g \frac{a^2}{a + y} \quad (259)$$

On voit que pour  $y = 0$

$$V_a = -\sqrt{2ga} \quad (260)$$

Cette équation donne pour la Terre la valeur de cette vitesse limite

$$V_{lim} = 11\,180 \text{ mètres/seconde.}$$

C'est cette même vitesse qu'il faudrait communiquer à un mobile en sens inverse pour que, lancé vers le zénith et abstraction faite de la résistance de l'air, il ne retombe jamais ; il s'éloignerait en effet indéfiniment, sa vitesse décroissant constamment sans jamais s'annuler. Il est facile de calculer le travail ainsi nécessaire pour un mobile de un kilogramme.

Si, en général, le poids d'un corps à la surface d'un astre est  $P$  et le rayon de l'astre  $a$ , ce travail a pour expression

$$\mathfrak{E} = P a \quad (261)$$

Le rayon de la Terre étant de 6 371 kilomètres, ce travail est pour une masse de un kilogramme :

$$\mathfrak{E}_1 = 6\,371\,000 \text{ kilogrammètres} \quad (262)$$

équivalant à 14 940 calories.

Je rappellerai ici qu'un kilogramme de poudre composée de fulmicoton et de chlorate de potasse contient à l'état potentiel 1 420 grandes calories ; un kilogramme de mélange d'hydrogène-oxygène en proportion convenable 3 860 calories ; un kilogramme d'hydrogène atomique, quelque 34 000 calories, soit près de neuf fois plus que le mélange précédent ; un kilogramme de radium dégageant pendant sa vie entière  $2,9 \cdot 10^9$  grandes calories, en contient 85 000 fois plus encore ; enfin la théorie de la relativité conduit à admettre que la matière n'est rien autre que de l'énergie sous une forme stable, mais à un état de condensation effroyable ; un kilogramme de matière quelconque ne serait que le rassemblement de  $9,17 \cdot 10^{13}$  kilogrammètres, soit l'équivalent de  $21,5 \cdot 10^{12}$  grandes calories, soit environ quinze milliards de fois plus que la poudre ci-dessus qui est déjà un explosif fort respectable ! Selon celle de ces sources d'énergie dont on pourra disposer, le voyage se présentera naturellement dans des conditions dont les différences rappelleront pour le moins celles des premiers wagons de chemins de fer qu'on n'affecterait maintenant qu'aux denrées impérissables et les plus confortables sleepings modernes.

Si l'on ne dispose que du mélange  $H^2 + O$ , je ne vois pas de réalisation possible, puisque l'on ne peut utiliser l'accélération  $\Gamma = 10 g$  sous peine de risquer un dommage au départ et que l'on ne peut compter se recevoir sur l'atmosphère au retour sous peine de tout griller. En mettant donc les choses au mieux on arriverait à un rapport de masse de l'ordre de

$$\overline{200^2} = 40\,000 \quad ; \quad (263)$$

c'est absolument impraticable.

Si l'on dispose d'hydrogène atomique, il semble, d'après le Tableau de la page 30, que le véhicule devienne possible, mais combien encore difficile à réaliser. Il ne faut pas songer à un véhicule qui revienne de lui-même, cela entraînerait à des appareils automatiques de

gouverne d'une effroyable complication, seul le véhicule piloté semble à envisager. Il paraît alors prudent de ne pas dépasser  $\Gamma = 2$  pour ne pas risquer un échauffement au départ et comme il faut avoir de quoi freiner au retour et même un léger excès pour se diriger, on est conduit à un rapport de masses de 20 à 25, ce sera déjà d'une réalisation délicate ; il est vrai qu'à ce moment l'industrie fournira probablement du glucinium (beryllium) métallique qui élargira beaucoup les possibilités constructives.

On peut dès maintenant se faire une idée de ce que serait le trajet :

En admettant l'accélération  $\Gamma = 2$ , on atteindrait la vitesse de libération de 9 kilomètres par seconde à une altitude de 3 185 kilomètres, ceci au bout de douze minutes trente secondes ; puis le véhicule continuerait sa course en vertu de la vitesse acquise.

C'est en ce point que la suppression brusque de toute sensation de pesanteur par suite de l'arrêt du propulseur pose la question physiologique ci-dessus examinée ; je supposerai pour l'instant qu'elle se résolve favorablement.

Maintenant le véhicule est devenu un simple projectile obéissant passivement aux lois de l'attraction universelle comme n'importe quel autre corps céleste. La durée de son trajet sera plus ou moins longue selon qu'il passera plus loin ou plus près de la Lune, le demi-trajet sera nécessairement plus long que le temps qu'il faudrait pour atteindre la Lune en ligne droite.

L'étude de ce trajet direct donne quelques précisions sur les phases du parcours qui se rapprocheront d'autant plus des chiffres qui vont être donnés que la trajectoire sera plus tendue.

A partir du moment où le véhicule cesse d'être propulsé, son mouvement se ralentit graduellement suivant la loi

$$V = \sqrt{2 \left( g \frac{a^2}{x} + 0,165 \cdot g \frac{p^2}{y} + 0,820 \cdot 10^6 \right)} \quad (264)$$

Au point où l'attraction de la Terre et de la Lune s'annulent, cette vitesse tombe à

$$V = 2\,030 \text{ mètres par seconde ;} \quad (265)$$

c'est la vitesse la plus faible.

A l'arrivée à la surface lunaire, elle redeviendra environ

$$V = 3\,060 \text{ mètres par seconde.} \quad (266)$$

La vitesse en chute libre de l'infini sur la Lune serait

$$V_{\infty} = 2\,373 \text{ mètres par seconde.} \quad (267)$$

Le temps employé à parcourir la seconde phase peut être approximativement calculé en faisant abstraction de l'action de la Lune qui est pratiquement insensible sur le trajet total.

Il serait le même que le temps employé par un mobile en chute libre pour revenir de la distance de la Lune au point où le moteur a été arrêté

$$t = 48^{\text{h}}30^{\text{m}}. \quad (268)$$

Il résulte de là que, pour effectuer la moitié aller du trajet, le véhicule projectile mettra un temps nécessairement supérieur à

$$12^{\text{m}} + 48^{\text{h}}30^{\text{m}} = 48^{\text{h}}42^{\text{m}} \quad (269)$$

de telle sorte que l'aller et retour dureraient probablement quatre jours et demi environ.

Les vitesses atteintes semblent énormes par rapport à celles auxquelles nous sommes habitués ; elles sont très modestes par rapport à celles de la plupart des corps célestes. La vitesse maximum a du reste lieu à la fin de la période de propulsion, elle représente du 33 000 kilomètres à l'heure ; dans la région de la Lune, cette vitesse sera réduite à quelque 7 000 kilomètres à l'heure, ce qui est fort modeste comme on le verra.

Au retour, les voyageurs devront commencer à freiner vers l'altitude où ils ont cessé de propulser, c'est-à-dire vers 3 200 kilomètres. Ils ne pourront user d'un parachute que tout à fait au moment de l'atterrissage (j'entends, dans les derniers 10 kilomètres).

Tant que nous ne disposerons que des réactions de la chimie moléculaire, même de celle à énergie extrêmement condensée  $\text{H} + \text{H} = \text{H}^2$ , nous serons limités à l'exploration lunaire ; ce serait déjà splendide, mais pourtant terriblement risqué et, ne l'oublions pas, possible seulement si l'hydrogène atomique se laisse liquéfier et conserver en cet état sans être un explosif trop sensible, *toutes choses qu'à l'heure actuelle nous ignorons totalement, et qui malheureusement semblent même improbables.*

Pour pouvoir songer à des solutions plus étendues, il nous faut attendre que les physiciens aient progressé dans leur connaissance de l'atome et surtout dans leurs moyens d'action sur lui, moyens d'action qui ne sont même pas encore rudimentaires, mais rigoureusement nuls si l'on en excepte l'expérience de Rutherford où il a pu disloquer quelques atomes d'azote.

Ce résultat est déjà du reste fort remarquable en lui, mais il y a loin de là à l'utilisation de l'énergie intra-atomique en quantités notables. L'atome d'azote qui a été ainsi démoli a un diamètre de

$$0^{\text{cm}},000\ 000\ 028$$

et une masse de

$$0^{\text{gr}},000\ 000\ 000\ 000\ 000\ 000\ 023\ 3 \quad ;$$

même en admettant que l'on ait réussi à en briser quelques milliers, on voit le chemin qui nous reste à parcourir pour atteindre des ordres de grandeur utilisables !

Il est du reste assez difficile de prévoir sous quelle forme il nous sera possible de mettre en œuvre l'énergie atomique.

Y a-t-il réellement là un réservoir presque illimité d'énergie auquel nous pourrions puiser pratiquement sans fin ? Cette énergie est-elle au contraire sous une forme si stable que nous ne pourrions agir sur elle, en quelque sorte, qu'à titre de prêt, j'entends par là emmagasiner le travail à un degré de condensation qui n'a rien de commun avec nos possibilités actuelles, mais à condition de fournir d'abord ce travail en le prenant à nos sources actuelles ? Je ne crois pas que nul le sache encore... et pourtant on ne peut s'empêcher d'*espérer* que l'énergie cinétique de ces corpuscules circulant à des vitesses énormes, parfois voisines de celle de la lumière, soit actualisable.

Il n'y aurait encore là probablement pour nous que des énergies de l'ordre de celle du radium, il ne semble pas probable que nous soyons jamais en état d'utiliser celle dix mille fois plus considérable encore qui constitue la matière elle-même, mais nous allons déjà voir à quelles possibilités nous conduirait l'usage de la première de ces deux énergies.

Je supposerai que le véhicule soit d'abord propulsé avec  $v = 1,1 g$  pendant quelque trente-sept minutes et qu'ensuite on le laisse continuer par la vitesse acquise, mais je supposerai de plus que les voyageurs le laissent aller droit sur la Lune ; il passera à peu près par les vitesses précédemment indiquées.

Pour qu'il n'aille pas se briser sur notre satellite, un calcul approximatif montre qu'il suffira de le retourner à quelque 250 kilomètres de la surface lunaire et de faire agir le propulseur à contre-vitesse ; il a été exposé plus haut par quels moyens ce retournement peut être effectué. La durée du freinage sera seulement de quelques minutes et les présents

calculs n'ayant pas un caractère de rigueur tel qu'il faille le faire entrer en ligne de compte on peut évaluer la durée du trajet à

49<sup>h</sup>41<sup>m</sup> environ.

Le retour peut s'effectuer en ordre inverse ; il faut toutefois faire remarquer qu'il sera bien plus facile que l'aller, puisque la pesanteur à la surface de notre satellite n'est que 0,165 de la pesanteur terrestre. Ceci veut dire qu'un véhicule de 1 000 kilogrammes à la surface de la Terre ne pèsera que 165 kilogrammes à la surface de la Lune ; le propulseur qui était obligé de développer plus d'une tonne pour l'arracher de la Terre devra simplement développer plus de 165 kilogrammes pour l'arracher de la Lune.

Vers la fin du trajet de retour, on retournera à nouveau le projectile et on freinera avec le propulseur comme il a été dit. Un parachute ne sera utilisable que tout à fait à la fin quand la vitesse aura été considérablement réduite.

Si je suppose que le moteur doive seulement marcher soixante-quinze minutes et que le véhicule pesant 1 000 kilogrammes au départ, dispose d'une réserve consommable de 300 kilogrammes, le calcul montre que la vitesse d'éjection devrait atteindre quelque 150 000 mètres à la seconde.

On voit combien nous sommes loin de compte, même avec l'hydrogène atomique, car il faut songer que ce sont les carrés des vitesses qui sont proportionnels à l'énergie mise en jeu !

Au passage, je remarquerai que l'on aurait pu supposer que le propulseur atomique soit simplement un propulseur matériel où l'énergie intra-atomique servirait uniquement à porter le gaz éjecté à une température suffisante... mais, même pour le plus léger des corps : l'hydrogène atomique, la vitesse ci-dessus ne pourrait être obtenue que moyennant une température initiale de 315 000°, il y a de quoi nous rendre perplexes ! Avec d'autres corps, ce serait bien pis, il faudrait dépasser 2 000 000°.

Il est donc plus vraisemblable que le moteur atomique éjectera directement des électrons ou des ions positifs par répulsion électrique ; il est intéressant de nous rendre compte de la puissance correspondant à ces chiffres : elle serait de près de 450 000 chevaux. Le problème se ramène donc dans le cas le plus facile à loger un moteur de cette puissance dans un appareil d'un poids *total* de 1 000 kilogrammes. Quant au rendement de ce moteur, il ne serait pas fameux : de l'ordre de 3 p. 100, ce qui n'est

pourtant pas encore tout à fait aussi mauvais qu'on aurait pu le craindre.

Dans le cas du propulseur atomique projetant directement des électrons ou des ions, la vitesse de projection étant infiniment supérieure aux 150 000 mètres/seconde ci-dessus considérés, un véhicule de 1 000 kilogrammes n'aurait plus, de très loin, besoin de 300 kilogrammes consommables, mais aussi son rendement serait encore bien plus mauvais.

A titre d'indication, nous pourrions maintenant supposer que nous avons continué à faire fonctionner le moteur après l'instant de la vitesse critique, de telle sorte qu'il finisse par atteindre et conserver une vitesse voisine de 10 kilomètres à la seconde, et que nous ayons dirigé le véhicule vers l'une des planètes les plus rapprochées au moment de leur conjonction avec la Terre, les durées des trajets seraient alors respectivement :

Pour Vénus : 42.000.000 de km. en 48<sup>h</sup>14<sup>m</sup>

Pour Mars : 78.000.000 de km. en 90<sup>h</sup>8<sup>m</sup>

Il faut remarquer en passant que la quantité de travail à fournir pour effectuer ce voyage ne serait pas extrêmement plus considérable que le minimum nécessaire pour détacher le mobile de la Terre. En effet, une fois le véhicule parvenu à une assez grande distance, il peut continuer sa route par inertie sans que l'attraction terrestre devenue très faible ralentisse sensiblement la vitesse.

Ceci revient à dire, en somme, que la difficulté sera de vaincre l'attraction terrestre ; mais si cette difficulté est un jour vaincue, il ne sera guère plus difficile d'atteindre une planète très éloignée qu'une planète très proche. *Sous réserve bien entendu que l'on parviennne à rendre habitable pendant un temps suffisant un véhicule exigu hermétiquement clos et sous réserve que l'absence prolongée de champ gravitant ne trouble pas gravement le fonctionnement de l'organisme.*

Si l'organisme ne peut subir de telles vicissitudes, il faudra, comme je l'ai dit, suppléer à l'absence de champ gravitant par la création d'une accélération artificielle constante, produite par le moteur. Si cette accélération est réglée de façon à être égale à celle de la pesanteur, le voyageur aura constamment la sensation de peser son poids normal, qu'il soit ou ne soit pas dans la zone d'attraction d'un astre.

Il est évident que ce procédé comporterait une énorme difficulté sous le rapport de la quantité d'énergie nécessaire et reporterait encore bien plus loin de nous les conditions de réalisation étudiées tout à l'heure et qui, pourtant, l'étaient déjà terriblement.

Si je reprends la formule qui représente la loi du déplacement d'un mobile soumis à une force de propulsion constante à partir de la Terre, et si je suppose que, jusqu'à l'obtention de la vitesse maximum entre la Terre et la Lune, on utilise une accélération égale aux onze dixièmes de celle de la pesanteur, en suite de quoi toutes les autres manœuvres seront effectuées avec une accélération égale à celle de la pesanteur; l'action de la Lune pouvant être négligée en raison de sa petitesse, le calcul montre que le véhicule doit être retourné à une distance du centre de la Terre égale à 29,5 rayons terrestres.

La vitesse à cet instant atteindrait 61 700 mètres/seconde, puis le véhicule retourné serait freiné avec une force égale à son poids terrestre.

Le temps employé pour atteindre la Lune serait :

$$t = 3^{\text{h}}27^{\text{m}}$$

Mais, dans ce nouveau cas, le travail à fournir, en reprenant l'hypothèse d'un véhicule de 1 000 kilogrammes dont 300 consommables, atteindrait  $67,2 \cdot 10^6$  calories par kilogramme de combustible. C'est-à-dire cent trente et une fois plus que dans le premier cas.

La dynamite serait 47 300 fois trop peu puissante, mais le radium le serait encore 43,2 fois trop.

Quant à la puissance nécessaire, elle serait de :

$$\frac{857 \cdot 10^{10}}{24\,000 \times 75} = 4\,760\,000 \text{ HP}$$

Si je supposais maintenant ce système à propulsion constante appliqué aux trajets aux planètes les plus proches, les durées des voyages et les vitesses maxima atteintes seraient respectivement :

Pour Vénus : 42.000.000 de km. en  $35^{\text{h}}40^{\text{m}}$ .

Pour Mars : 78.000.000 de km. en  $49^{\text{h}}20^{\text{m}}$ ,

Pour Vénus : 643 kilomètres à la seconde = 2.320.000 km/heure.

Pour Mars : 885 — — = 3.180.000 —

Ces vitesses semblent évidemment un peu étonnantes au premier abord, il faut toutefois remarquer qu'il existe dans le système solaire lui-même un corps atteignant une vitesse comparable : c'est la comète Halley.

Seules les forces et les énergies que contiennent les atomes pourront nous fournir les condensations de puissance et de travail que nous venons d'envisager.



## CHAPITRE V

### Intérêt de l'exploration planétaire.

Il ne faut pas nous attendre à trouver sur nos voisins de nouveaux corps. L'hélium, découvert sur le Soleil alors qu'il était inconnu sur la Terre, fut ultérieurement reconnu terrestre et l'astre du jour lui-même ne recèle plus d'espèce chimique que nous ne possédions en nos laboratoires. Du reste, ce que nous connaissons maintenant des lois de la radioactivité nous donne à croire que, sur des astres de même origine, la répartition des différents éléments doit être à peu près la même. Non seulement donc, il ne faut pas espérer trouver ailleurs des éléments nouveaux, mais il faut encore nous attendre à ce que les éléments rares ici le soient aussi là-bas où nous avons peu de chance de pouvoir mieux nous approvisionner de ceux dont nous aurions besoin.\*

Quel intérêt y aurait-il donc à pouvoir visiter d'autres astres ?

Les sceptiques poseront naturellement cette question en la soulignant de leur éternel sourire sarcastique, le même qu'ils arboraient à la naissance de la vapeur, de l'automobile et que j'ai si souvent essuyé aux débuts de l'aviation ; ils trouveront encore que « cette fois-ci, ce n'est pas la même chose ». Evidemment, « ce n'est pas la même chose », sans quoi ce serait déjà fait.

A ces sceptiques, je ferai d'abord une réponse qu'il n'a déjà fallu faire que trop souvent ; la recherche scientifique en apparence la plus stérile s'est toujours, par la suite, révélée utile et souvent sous des formes que nul n'aurait prévues ; tous ceux qui s'y livrent l'ont constaté.

Mais en dehors de cet imprévu, un intérêt immense apparaît déjà à de telles explorations :

*Les planètes sont-elles peuplées d'êtres vivants ?*

La vie est un problème qui nous touche de près, puisque nous sommes

\* Ceci n'est cependant pas rigoureux, la densité des planètes décroissant de Mercure vers l'extérieur comme si, dans la nébuleuse primitive, les corps les plus denses avaient déjà eu le temps de se condenser partiellement vers le centre.

des êtres vivants et constamment en lutte avec d'autres êtres vivants, qui tendent à nous détruire pour vivre de notre dépouille, mais nous ne connaissons de cette vie que ses formes terrestres. Si nous en connaissions des formes extra-terrestres, notre compréhension n'en serait-elle pas étendue ? Ne trouverions-nous pas alors la réponse à bien des questions actuellement insolubles ? Certainement oui.

*Qu'est-ce que la vie ?*

Je pense qu'on peut en condenser la définition dans les mots suivants : « un processus par lequel certains composés chimiques dits « matières vivantes » augmentent constamment leur propre substance aux dépens d'un milieu extérieur de composition chimique différente ».

Il semble bien que le phénomène absolument fondamental de la vie soit en dernière analyse l'assimilation ; les autres n'en sont que les accessoires.

L'accroissement et la multiplication des cellules qui, à première vue, pourraient sembler également très importants, paraissent à la réflexion être plutôt une simple exigence des équilibres osmotiques et le Professeur Leduc a pu provoquer des phénomènes absolument identiques dans des solutions qui, cependant, n'ont pas été considérées comme vivantes parce que ne présentant pas de phénomène d'assimilation réelle\* ni de prolifération indéfinie.

Quand la chimie organique fut fondée, on lui donna ce nom pour marquer combien on la considérait comme différente de la chimie minérale. Aujourd'hui elle n'est plus que la chimie du carbone, et, si compliquée soit-elle, il faut bien reconnaître qu'elle ne transgresse aucune des lois générales de la chimie, ni de la physico-chimie.

Le nombre des corps organiques naturels que l'on a su reconstituer *in vitro* est devenu considérable depuis que Marcelin Berthelot a, le premier, assuré en quelque sorte le terme initial par sa synthèse directe, dans l'arc électrique, de l'acétylène ultérieurement condensé en benzène, à partir de l'hydrogène et du carbone « minéraux ».

Il était réservé à l'un de ses fils, Daniel Berthelot, de donner une démonstration analogue avec la lumière ultra-violette.

On en est arrivé à considérer que l'origine de la vie pourrait être due à des réactions du même ordre qui se seraient produites sous l'influence

\* Leur composition chimique totale change légèrement par l'absorption d'eau pure qui produit l'augmentation de volume ou « croissance ».

de la lumière à une époque où les conditions physiques sur notre globe permettaient ces réactions aujourd'hui impossibles.

Et voici que, non seulement nous devons à l'astre du jour de pouvoir continuer à vivre, mais nous lui devrions même l'origine de notre existence.

Quoi qu'il en soit, cette conception regarde encore les phénomènes vitaux comme très particuliers, puisque résultant de conditions particulières ayant donné naissance à *une* matière particulière dont le développement ultérieur devait engendrer *tous* les êtres vivants. De ce point de vue résulterait une faible probabilité que des conditions si exceptionnelles se soient reproduites ailleurs et les explorateurs interplanétaires n'auraient pas grand'chance de rencontrer la vie sur les autres planètes.

Le dogme de la séparation complète des phénomènes vitaux d'avec ceux de la chimie et de la physique est encore si ancré dans tous les esprits que c'est toujours de ce point de vue que l'on a tenté d'expliquer le peuplement de la Terre, soit par des actes spéciaux d'une volonté supérieure, soit en admettant que la vie existe de toute éternité et se transmet d'un monde à l'autre et d'un système à l'autre comme l'a voulu Svante Arrhénius.

Sa théorie fut la première qui parut résoudre la question, ou tout au moins lui proposer une solution qui semblait acceptable et je m'y arrêterai.

On sait que la lumière frappant un obstacle développe sur lui une pression proportionnelle à la quantité d'énergie reçue par seconde : à notre échelle, cette pression est très faible, mais si l'on considère des corps de plus en plus petits dont corrélativement la surface augmente de plus en plus par rapport à la masse, il arrive un moment où l'action de la pression de radiation *devrait* égaler celle de la pesanteur et même, pour des petitesse plus extrêmes encore, la dépasser.

Arrhénius considère que des germes, spores ou kystes, transportés par les courants aériens dans les très hautes régions de l'atmosphère, peuvent être arrachés par ce mécanisme à la faveur de leur petitesse et, s'échappant vers les espaces sidéraux, aller ensemercer d'autres mondes ; la vie éternelle se transporterait ainsi de monde en monde et de système en système sur un rayon de lumière.

Cette théorie, dont l'aspect poétique a peut-être été l'un des attraits, affirme bien la conception de vitalisme séparatif que j'indiquais plus haut :

la vie, ensemble de phénomènes particuliers et indépendants des autres quant à ses causes profondes, se développe parmi ceux-ci, mais pour son propre compte et séparément ; elle ne leur est pas réductible, *elle n'a pas avec eux de commune mesure*.

Si l'hypothèse d'Arrhénius est soumise à l'analyse mathématique, de nombreuses objections se présentent immédiatement :

1<sup>o</sup> Considérons une particule sphérique constituée par une matière blanche réfléchissant 60 p. 100 de la lumière qu'elle reçoit et supposons qu'elle se trouve à une altitude de l'ordre de quelque 200 kilomètres (ceci entrainera un commentaire ultérieur).

Le calcul montre que, pour que la radiation solaire, telle qu'elle parvient à la surface de notre atmosphère, développe sur cette particule une pression égale ou supérieure à son poids, son diamètre ne doit pas excéder 0<sup>mm</sup>,000 000 48 (1). Nous verrons plus loin que cette dimension est seulement de l'ordre de celle d'une molécule, d'une molécule déjà assez grosse à la vérité, mais cependant pas encore bien compliquée (chloroforme, benzène). Les germes que nous connaissons et que nous pouvons voir au microscope sont environ trois cents fois plus gros en diamètre et ne subiraient dans ces conditions qu'une répulsion égale à un trois centième de leur poids (même réserve que ci-dessus).

Or nous ne connaissons pas de germes de la taille d'une molécule de chloroforme *et il ne me semble pas admissible qu'il en existe*, une masse tellement réduite ne pouvant contenir le nombre d'atomes certainement nécessaires à constituer une seule molécule d'une matière organique aussi compliquée qu'un protoplasme.

2<sup>o</sup> Si nous considérons des spores de 0<sup>mm</sup>,000 2 de diamètre, elles peuvent être élevées dans l'atmosphère par deux moyens : l'agitation brownienne ou les courants aériens. Le calcul montre que si la surface entière du globe terrestre était recouverte des spores considérées à raison de une par millimètre carré, ce qui en représenterait  $5,1 \cdot 10^{20}$  (soit 510 000 000 000 000 000 000), l'agitation brownienne en élèverait à un millimètre seulement 34 par million, ce qui représente encore le respectable chiffre de 17 300 000 000 000 000, mais la décroissance est si rapide

(1) En réalité, une semblable particule ne subirait qu'une répulsion infiniment plus faible, ses dimensions ne lui permettant plus de réfléchir ni d'absorber la lumière, mais seulement de la diffracter ; je ferai abstraction de cette condition défavorable à la thèse d'Arrhénius.

qu'à 4<sup>mm</sup>,8, il n'y en aurait déjà plus qu'une ; à un centimètre, . 10<sup>-24</sup>, soit 0,(23 zéros)1 et à 200 kilomètres 10<sup>-400 000 000</sup>, c'est-à-dire 0,(399.999.999 zéros)1.

On voit qu'il est plus que totalement inutile de compter sur le mouvement brownien pour élever dans l'atmosphère un seul germe de dimension normale.

Si l'on considère des particules trois cents fois plus petites en diamètre (donc 27 millions de fois plus petites en poids), on trouve une répartition en hauteur qui correspond à celle d'un gaz, ce qui est naturel, puisque la dimension considérée est de l'ordre de celles des molécules, mais, du point de vue qui nous occupe, cela n'a aucun intérêt, puisqu'il est *absolument impossible*, je le répète, que des germes vivants soient aussi petits.

Les courants aériens eux, peuvent élever très haut des germes de dimensions normales, mais leur nombre décroît très rapidement avec l'altitude. Je n'ai malheureusement pas pu avoir de documents précis sur ce nombre par centimètre cube, mais il résulte des expériences de Pasteur qu'à très faible altitude à la campagne, à 850 mètres dans le Jura et à 2 000 mètres sur le Montanvert, à côté de la mer de glace, ces nombres sont à peu près proportionnels à 8, à 5 et à 1.

Si l'on suppose une loi exponentielle, qui serait alors

$$\frac{n}{n_0} = e^{-0,608 \cdot 10^{-3} H} \quad ,$$

on trouve qu'à 11 000 mètres,  $\frac{n}{n_0} = 0,00125$  (on va voir pourquoi j'ai choisi cette altitude) et à 200 000 mètres 1,6 . 10<sup>-53</sup>, c'est-à-dire 0,(52 zéros)16. Comme l'air de la campagne ne renferme pas beaucoup de germes par centimètre cube, on voit qu'à 200 kilomètres, il n'y en a, de bien loin, plus un seul sur toute la Terre (revoir les chiffres du mouvement brownien).

Il y a lieu de remarquer que Pasteur signale que, lors de son expérience du Montanvert, un fort vent soufflait des vallées inférieures. La proportion indiquée doit donc être supérieure à la réalité et, très certainement, le nombre de germes par unité de volume en pleine atmosphère est fort inférieur à celui que l'on trouve à la même altitude en montagne.

Il faut pourtant encore ajouter ici les observations suivantes : jusque vers 11 000 mètres, la variation de la température avec l'altitude marque une tendance à suivre, d'assez loin d'ailleurs, la loi adiabatique ; cela

indique nécessairement d'importants échanges verticaux jusqu'à cette altitude, mais au delà la température demeure stationnaire, ce qui semble exclure toute existence de courants verticaux. Si donc des germes pouvaient, malgré les considérations précédentes, être élevés jusque vers 11 000 mètres, il semble problématique qu'ils puissent aller plus haut.

3<sup>o</sup> Bien que chacune des objections précédentes semble individuellement réhilitoire, je veux en faire abstraction et aller plus loin.

Considérant un germe, non pas d'une taille acceptable, mais mille fois plus petit, je le supposerai transporté vers 200 kilomètres d'altitude et en cet endroit soumis à la pression de la radiation solaire, et je supposerai cette pression du même ordre que son poids, ce qui n'est même pas exact, je le répète.

Si cette particule se trouve à l'endroit considéré, c'est que sa petitesse est suffisante à ce que son énorme surface relative la soutienne dans l'air malgré son poids ; si ce dernier est impuissant à la mouvoir dans l'air, par quel miracle la pression de radiation supposée du même ordre le ferait-elle ?

Si la pression de radiation est assez forte pour mouvoir la particule, la pesanteur le sera également et la particule tendra simplement à tomber à 45° au lieu de tendre à tomber verticalement.

Pour que l'arrachement puisse se produire, il faudrait que la particule soit encore mille ou au moins cent fois plus petite en diamètre afin que la pression de radiation soit mille ou cent fois plus forte que la pesanteur, mais alors nous arrivons bien au-dessous des dimensions moléculaires et même atomiques *et la répulsion ne se produirait même plus.*

Il est curieux de constater qu'Arrhénius lui-même reconnaît cette difficulté. Aussi recourt-il à un intermédiaire entre le vent et la lumière : « Si, dit-il, une spore de 0<sup>mm</sup>,000 16 de diamètre est chargée de  $5 \cdot 10^{-10}$  unités électrostatiques, un champ de 140 volts par mètre est suffisant à vaincre l'action de la pesanteur et élever la spore. Un champ électrique d'une telle intensité est souvent — presque normalement — observé à la surface de la Terre par temps clair. »

Ceci est fort bien, mais à 200 kilomètres la pression n'est plus que de deux milliardièmes d'atmosphère et dès une altitude de 60 kilomètres, l'air est suffisamment raréfié pour devenir conducteur; la dernière possibilité d'échappement s'évanouit donc.

4<sup>o</sup> Bien que l'objection précédente soit à elle seule aussi insurmontable

que les précédentes, je ne veux pas encore m'y arrêter et supposerai un germe arraché à l'attraction terrestre par la lumière ; celle-ci continue son action de répulsion et la vitesse s'accroît constamment. Le calcul montre que pour un germe parti de la Terre avec une répulsion égale à son poids, elle tend vers une limite de 1 700 kilomètres par seconde ; en arrivant à la distance de Mars, cette vitesse serait déjà de 1 000 kilomètres par seconde.

Que va-t-il se passer si précisément cette particule atteint l'atmosphère de la planète ? On peut s'en rendre compte par la comparaison suivante.

Considérons une spore de  $0^{\text{mm}},0002$  de diamètre arrivant d'un autre système vers la Terre et *supposons que la radiation solaire ait abaissé sa vitesse à 170 kilomètres par seconde* ; le calcul montre qu'elle commencera à être violemment freinée à 200 kilomètres d'altitude, le sera au maximum à 167 kilomètres où elle subira une « retardation » (accélération retardatrice) égale à 53 000 fois celle de la pesanteur, enfin elle sera complètement arrêtée à 156 kilomètres.

Pour donner une idée de la puissance du freinage, je dirai qu'à 171 kilomètres, il correspond à 60 000 *kilowatts*, soit 92 000 chevaux *par gramme*.

Une particule trois cents fois plus petite en diamètre subirait un sort comparable, sauf naturellement qu'elle pénétrerait moins avant dans l'atmosphère, mais le calcul déjà fait au moyen d'une extrapolation excessive (faute de mieux) dans le cas précédent n'aurait plus ici aucun sens. Je me propose de l'attaquer par une autre méthode quand j'en aurai le temps.

L'air se comprime à l'avant du projectile et pour produire la retardation indiquée, il suffit à la vérité d'une pression excessivement faible en valeur absolue, mais énorme en regard de celle qui règne à l'endroit considéré, de telle sorte que, par simple compression adiabatique, cet air atteindrait la température formidable de 45 000°.

On conçoit ainsi sans peine le sort qui est réservé au projectile dans de telles conditions, même si la majeure partie de la chaleur dégagée est absorbée par l'air lui-même.

Nous ne connaissons pas la densité de l'atmosphère martienne, mais le calcul ci-dessus montre que si elle a seulement celle de notre atmosphère à 100 kilomètres, c'est-à-dire 0,000 046 de la densité au sol, la spore sera grillée. Si elle était moindre, ce qui n'est certainement pas, le germe pour-

rait, selon le cas, être grillé dans l'atmosphère ou venir s'écraser sur la surface de la planète où le choc le volatiliserait.

On ne saurait, de toute façon, envisager par ce procédé la moindre possibilité de fécondation de la Terre par Vénus ou de Mars par la Terre ou Vénus ; dans son mémoire Arrhénius passe cette difficulté complètement sous silence.

5° On a déjà objecté que les radiations ultra-violettes du Soleil tueraient inmanquablement les germes non protégés contre elles par une atmosphère absorbante.

Arrhénius examine longuement cette question et conclut qu'en l'absence d'humidité et d'oxygène, *certain*s germes résistent. Les expériences sur le sujet ne semblent toutefois pas encore très abondantes et nous connaissons à la lumière ultra-violette une telle puissance de stérilisation qu'il faudrait une importante série de résultats concordants pour bien affirmer que, sous certaines conditions, elle perd cette puissance.

6° Pour le retour, Arrhénius n'admet pas comme on le lui prête souvent la possibilité de transport par les bolides dont la surface est grillée à l'arrivée, mais dont les fissures profondes n'ont pas le temps d'être échauffées. Je pense qu'il a raison d'autant que l'origine des bolides semble devoir être en tous cas catastrophique et que l'on ne voit pas comment ils se seraient initialement peuplés.

Supplémentairement, s'ils sont fissurés, ils éclateront inmanquablement sous l'action de la formidable retardation qu'ils subissent et les surfaces mises à nu seront à leur tour grillées et stérilisées.

Ce qu'envisage Arrhénius c'est la possibilité que les germes chassés puissent rencontrer des « grains de poussière mille fois plus gros » qui, eux, cheminent vers le Soleil en vertu de la gravité, se coller à leur surface et être ainsi ramenés centripètement.

J'avoue ne pas me rendre compte comment un germe, cheminant au moins à 1 000 kilomètres par seconde, abordera le grain de poussière sans se volatiliser contre lui et même le volatiliser lui-même, car enfin si l'un fuit le Soleil tandis que l'autre se précipite vers lui, fût-ce obliquement, ils ne sauraient avoir la même vitesse.

Il y a là dans la théorie un « trou » complet, donc pas de circulation centripète possible.

7° Lorsque les germes vont circuler d'un système à l'autre, ils vont, pendant *des millénaires entiers*, se trouver presque exactement à la



température du zéro absolu ( $-273$ ) ; que va-t-il alors leur arriver ?

Là Arrhénius est optimiste ; il lui semble prouvé que des êtres très simples et particulièrement des spores, peuvent résister à de très basses températures et il considère même que la vitesse des réactions chimiques diminuant très vite avec la température, la vie ralentie des germes sera encore plus ralentie de telle sorte qu'ils ne vieilliraient pas plus « en trois millions d'années à  $-220^{\circ}$  qu'en un jour à  $10^{\circ}$  »... ? Il cite des expériences faites à  $-252^{\circ}$  pendant vingt heures et  $-200^{\circ}$  pendant six mois, mais les derniers  $20^{\circ}$  de froid à franchir pour atteindre le zéro absolu représentent proportionnellement beaucoup plus que les  $-252^{\circ}$  franchis ; entre une agitation moléculaire réduite au douzième de sa valeur et une agitation moléculaire réduite rigoureusement à rien, *il y a une marge infinie* et entre six mois et trois millions d'années, il y a une marge bien grande encore !

8° Je présenterai enfin un dernier ordre d'objections qui ne semble pas avoir été envisagé :

En admettant que toutes les précédentes soient sans valeur, quelle est la probabilité pour que, parmi des germes couvrant la surface de la Terre à raison de un par millimètre carré, un seul parvienne victorieusement dans un autre monde.

J'ai indiqué plus haut l'action nulle d'élévation de l'agitation brownienne ; bien que les courants aériens soient beaucoup plus efficaces, cela ne veut pas encore dire qu'ils puissent porter à 200 kilomètres un grand nombre de germes puisque déjà il ne semble plus exister de courants verticaux notables au delà de 11 kilomètres.

La probabilité que l'un de ces germes soit arraché par la radiation solaire me paraît, elle, rigoureusement nulle. Quoi qu'il en soit, admettons une probabilité non nulle bien que très petite et voici une spore partie vers les espaces infinis.

Tout d'abord, elle ne peut féconder les astres du même système, je l'ai déjà démontré ; supposons qu'elle se dirige par coïncidence juste vers une étoile. Si l'on veut exprimer la probabilité de cette occurrence, il faut faire le quotient de la somme des angles solides de la totalité des étoiles vues de notre système par la totalité de l'espace, soit  $4\pi$ .

On peut avoir une idée de cette probabilité en comparant la lumière de la totalité des étoiles visibles la nuit à l'éclat qu'aurait le ciel si le Soleil le remplissait en entier. Ceci revient à peu près à comparer l'éclat de la totalité des étoiles d'un hémisphère à celui de 92 000 soleils ; cette

probabilité serait de l'ordre de  $1,7 \cdot 10^{-13}$  à  $4 \cdot 10^{-16}$ , c'est-à-dire de deux dixième de millionième de millionième à quatre dix-milliardièmes de millionième.

N'importe, supposons le cas favorable réalisé, la spore se dirigeant droit vers l'étoile s'en approche au bout de quelques millénaires de séjour à  $-273^{\circ}$ , la lumière de l'étoile la freine graduellement et, pour que le ralentissement puisse être considérable, il faut que la particule se dirige presque directement sur l'étoile faute de quoi elle dévierait sur le côté en décrivant une hyperbole et repartirait pour d'autres millénaires vers les champs glacés des espaces interstellaires.

Que l'étoile considérée ait des satellites refroidis, ceci est par contre très possible, mais que l'un d'eux soit juste en état d'offrir à la spore un habitat acceptable, voilà une nouvelle probabilité faible.

Ceci n'est encore rien, il faut maintenant que ce satellite ait d'abord le plan de son orbite passant par la ligne d'arrivée du germe, nouvelle probabilité infime ; il faut ensuite qu'il se trouve sur sa trajectoire juste au point vers lequel la spore se dirige et ceci à l'instant même où elle arrive, nouvelle probabilité infime.

Enfin il est nécessaire que la spore puisse aborder l'atmosphère du corps avec une vitesse assez réduite pour ne pas s'y griller. Pour cela, il faut qu'elle se soit dirigée non exactement sur le centre de l'étoile, mais *très légèrement* sur le côté, *juste* dans le plan de l'orbite de la planète hospitalière, dans le sens voulu et ceci avec une telle précision, malgré la dispersion due à la répulsion de radiation, qu'elle prenne une vitesse à peu près égale à celle de la planète sur son orbite !

Si l'on considère la probabilité totale de réussite de l'opération, qui est le *produit* des probabilités indépendantes ci-dessus, on doit arriver à quelque chose de pis encore que celle pour que nous voyons une brique s'élever toute seule par le mouvement brownien à la hauteur d'un second étage. Pour en donner une idée, je dirai que Jean Perrin estime qu'il faudrait attendre  $10^{10^{10}}$  années pour avoir une chance sur deux d'assister à ce phénomène. La durée ci-dessus est tellement formidable qu'à côté d'elle les temps géologiques et même la durée de formation du système solaire sont absolument négligeables.

Si le nombre de germes arrachés par seconde par la lumière à la surface d'un astre était énorme, et comme le nombre des astres peuplés est certainement énorme lui-même, on pourrait peut-être tout de même entre-

voir une faible probabilité en faveur de la théorie d'Arrhénius, mais comme nous l'avons vu, ce nombre de germes arrachés *ne peut pas* être grand *si tant est même qu'il ne soit pas nul*, de telle sorte que la panspermie devient aussi improbable que l'élévation automatique de la brique.

Supplémentairement, je remarquerai que l'explication d'Arrhénius n'explique rien ; qu'en réalité elle esquivé le problème sans le résoudre, qu'elle le recule vers l'infini du temps, enfin qu'elle laisse subsister une séparation absolue entre la matière vivante et la matière non vivante et, à cette séparation, personnellement, je ne crois pas.

Tout phénomène considéré dans une de ses formes les plus caractérisées semble nettement différent des autres ; quand Thalès de Milet, frottant de l'ambre, lui faisait attirer des brins de paille, il ne se doutait nullement que d'autres matières possèdent la même propriété bien qu'à des degrés très divers. De même ces dernières années, la radioactivité parut d'abord l'apanage exclusif du radium ; maintenant on pense au contraire que toute matière est en réalité radioactive, même quand les moyens prodigieusement sensibles dont on dispose ne le révèlent pas. On a trouvé tous les degrés de radioactivité depuis des corps deux cent mille fois plus actifs encore que le radium (émanation) et d'autres encore davantage jusqu'à des corps trois millions de fois moins actifs comme l'uranium ; lui-même encore des millions de fois plus actif que d'autres éléments.

Autrefois on a cru distinguer nettement les animaux des végétaux, et sans même parler des mouvements de certaines plantes comme l'héliotrope ou le tournesol ou surtout la dionée dont les feuilles frôlées par une mouche se referment brusquement sur elle, la transpercent de leurs poils aigus et la digèrent, si l'on descend vers le bas de l'échelle, on ne peut plus se baser sur aucun critère, ni celui du mouvement, ni celui de la chlorophylle pour décider si un être est un animal ou une plante, tout ce que l'on voit, c'est que c'est un être vivant : il possède la propriété d'assimiler.

C'est à mon avis du côté de ces êtres inférieurs que nous devons nous tourner pour trouver la clé du mystère.

Mon raisonnement procède par analogie avec tout ce que la science nous a maintenant appris ; il est le suivant : nous ne connaissons de relations entre les choses que par probabilité ; certaines de ces probabilités sont si élevées qu'elles deviennent pour nous une certitude pratique.

Par exemple, je tiens un crayon à la main, si j'ouvre les doigts, tombera-t-il ? La théorie cinétique des gaz répond : ce n'est pas sûr, mais la probabilité est si élevée qu'elle pourrait à peine s'écrire en chiffres décimaux. Je conclus que je puis ouvrir les doigts avec la « certitude pratique » que le crayon tombera.

Pour l'origine de la vie, je raisonnerai de même : la probabilité pour qu'un phénomène aussi répandu ait une origine accidentelle, c'est-à-dire improbable, est certainement très faible, donc j'admets avec peu de chances d'erreur que cette origine constitue un phénomène aussi peu exceptionnel que la vie elle-même.

Au fond, quel est l'état de la question ?

Avant l'existence du microscope les hommes croyant pouvoir se fier à leurs sens admettaient la génération spontanée parce que leurs yeux ne leur révélaient pas l'existence des germes. Depuis la découverte du microscope et *se fiant encore à leurs sens sans s'en douter*, ils nient toute possibilité de génération spontanée parce qu'ils ont vu les germes au microscope et parce qu'ils ne voient pas d'êtres vivants *visibles au microscope* prendre naissance en l'absence de germes.

La question pourrait fort bien être beaucoup moins simple, ce qui la rendrait beaucoup plus claire.

Tout d'abord, quelle peut être la signification profonde de la constitution cellulaire de tous les êtres vivants ?

Pour qui réfléchit, il est difficile de ne pas être frappé de l'analogie entre ces derniers et les cristaux : forme définie des espèces, développement d'un germe, accroissement d'une colonie ; cette analogie est si impérative que c'est par l'étude des cristaux que Pasteur a été conduit à celle des levures, puis à celle des autres êtres unicellulaires, vivant ou non en colonies.

Les analogies macroscopiques des espèces végétales et des espèces cristallines sont frappantes.

De ce point de vue la cellule semblerait pouvoir être la molécule de la matière protoplasmique, molécule géante, mais probablement bien définie dans son effroyable complication chimique, et celles d'une espèce déterminée seraient toutes fondées sur un groupement de base, caractéristique de l'espèce. Les cellules d'un même organe seraient caractérisées par des chaînes latérales particulières greffées sur le groupement fondamental et l'ensemble de l'être ne serait en somme qu'un cristal composé lui-même



Considérons maintenant l'un des plus petits bacilles (*B. influenzae*) ses dimensions varient de 0,000 2 à 0,000 5, soit cent fois au moins celles d'une molécule d'acide oléique.

Par contre l'une des plus grosses bactéries (*B. Bütschlii*) a les dimensions suivantes :

Largeur .....	0,0004 à 0,005
Longueur .....	0,050 à 0,060

Les cellules animales varient de 0,001 à 0,020.

Les plus petits bacilles *visibles* sont donc en diamètre cent millions de fois plus gros qu'un électron, tandis que le globe terrestre n'est en diamètre que six millions de fois plus gros que nous, mais ils sont seulement cent fois plus gros en dimension linéaire qu'une grosse molécule organique.

Tout ce qui précède est seulement relatif aux dimensions linéaires, mais les véritables rapports à considérer sont ceux des masses qui conduisent à l'in vraisemblable échelle de proportions suivantes en grammes :

Electron .....	0,000 000 000 000 000 000 000 000 000 9
Atome d'hydrogène .....	0,000 000 000 000 000 000 000 000 001 66
Molécule d'hydrogène .....	0,000 000 000 000 000 000 000 000 003 32
Atome d'azote .....	0,000 000 000 000 000 000 000 000 023 3
Molécule d'ac. oléique .....	0,000 000 000 000 000 000 000 000 465
<i>B. influenzae</i> , min. ....	0,000 000 000 000 008
— max. ....	0,000 000 000 000 125
<i>B. Bütschlii</i> , min. ....	0,000 000 000 008
— max. ....	0,000 000 001 5

On voit la lacune énorme qui existe entre la molécule d'acide oléique par exemple, et le plus petit *Bacillus Influenzae*, 20 000 000 de fois plus pesant.

Pour bien faire comprendre ce que représenterait comme complexité une cellule-molécule, je ne prendrai pas comme base de comparaison l'électron, ni même l'atome d'hydrogène 1835 fois plus pesant, mais l'atome d'azote quatorze fois plus pesant encore que l'atome d'hydrogène. Ce choix est justifié par l'égalité de poids atomique entre cet élément et le groupement C.H<sup>2</sup> qui est un constituant si fréquent des composés organiques, l'oxygène O = 16, ayant lui-même un poids atomique très voisin.

Les différents bacilles ci-dessus considérés peuvent contenir les nombres

suivants d'atomes ou groupements du poids atomique pris comme base :

<i>Bacillus influenzae</i> , min. . . . .	343 000 000
— — max. . . . .	5 400 000 000
<i>Bacillus Bütschlii</i> min. . . . .	345 000 000 000
— — max. . . . .	646 000 000 000 000

Si l'on ne voulait considérer que le noyau des cellules, il faudrait diviser ces chiffres à peu près par 10. Même dans ce cas, cherchons à imaginer le nombre de combinaisons possibles, par exemple entre 35 000 000 de groupes unitaires d'une dizaine seulement d'espèces différentes.

Ce nombre est encore pire que ceux dont il a été parlé relativement au nombre d'années qu'il faut attendre pour avoir une chance sur deux de voir une brique monter toute seule au second étage.

Ainsi la complexité possible dans le plus petit microbe visible est si grande que l'esprit ne saurait même la saisir et une cellule-molécule peut et doit posséder des propriétés infiniment différentes de celles des plus grosses molécules organiques inanimées connues.

De même que les électrons du noyau des atomes légers sont liés par des forces presque invincibles, tandis que ceux des atomes lourds présentent une probabilité constante d'échappement et que les électrons extérieurs sont si libres qu'ils peuvent participer aux réactions chimiques ou aux courants électriques, de même probablement, dans un édifice aussi norme qu'une cellule-molécule, les différents radicaux chimiques jouissent d'équilibres infiniment délicats et subtils permettant aux liaisons de changer constamment et aboutissant finalement à un équilibre statistique ou équilibre mobile par lequel la vie se manifeste à nous, *équilibre mobile qui est la vie elle-même*.

Sous cette forme « maximum », il est hors de doute que la vie ne saurait se transmettre que par filiation et nous avons la preuve que ces énormes et délicats édifices chimiques ne se construisent pas spontanément à partir des éléments ni même à partir des composés organiques « inanimés », ils s'engendrent ou se reproduisent.

Depuis quelque temps cependant, on a été conduit à envisager l'existence d'êtres vivants ultra-microscopiques, c'est-à-dire si petits qu'on ne peut les voir au microscope et assez petits notamment pour traverser les filtres. Si l'on se reporte à l'échelle de grandeur ci-dessus, on voit que ces êtres tombent dans la lacune qui existe entre les plus

petits de ceux que nous pouvons voir et les plus grosses molécules organiques inanimées.

Si le nombre de combinaisons possibles augmente formidablement avec le nombre des grandeurs combinables, il décroît de même et de tels êtres ne *peuvent pas* être aussi compliqués que les microbes visibles ; plus leur taille diminue, plus leurs propriétés doivent *obligatoirement* se simplifier, plus leur vie devient *nécessairement* rudimentaire, plus elle se rapproche des phénomènes physico-chimiques proprement dits.

Cela est si vrai que pour les bactériophages par exemple, la question « sont-ce des êtres vivants ? » s'est immédiatement posée.

D'Hérelle qui les a découverts dit « oui, car ils sont sécables *ad infinitum* sans rien perdre de leurs propriétés et ceci n'est possible que pour des êtres vivants qui se multiplient ; cela ne se produit pas pour des pepsines ni des enzymes » ; Bronfenbrenner, de l'Institut Rockfeller, répond « non, car j'ai expérimentalement démontré qu'ils ne respirent pas ».

Pour ma part, je crois simplement que, plus les exemples se multiplieront dans cette région intermédiaire, plus on devra reconnaître qu'on se trouve là sur les confins où le passage du vivant à l'inerte se fait par degrés insensibles. Je suis convaincu que c'est *là* qu'il faut rechercher les origines de la vie, je suis convaincu que c'est *là* qu'elle a pris naissance par degrés également insensibles, je suis convaincu *que la vie*, par des enchaînements de phénomènes physico-chimiques purs, *continue tous les jours à naître de l'inerte sous nos yeux aveugles et nos microscopes impuissants*, et je nommerai cette théorie « l'aïdiogénèse physico-chimique » (ἀϊδιος, éternel, perpétuel — γένεσις, génération, création).

D'innombrables corps doivent se produire ainsi, peut-être partiellement sous l'influence de la lumière ; certains ne présentent que des propriétés osmotiques banales, d'autres une sensibilité plus particulière aux modifications des conditions extérieures ; un embryon d'évolution s'ébauche, les architectures chimiques se compliquent ; sur les trillions de trillions de molécules qui se forment ainsi chaque seconde sur la Terre, la presque totalité se détruit, mais il suffit que parmi cette multitude, quelques unités aient une composition telle que l'évolution ébauchée puisse aboutir à une forme chimique douée du pouvoir d'assimilation et une nouvelle série vivante s'amorce.

Pour en revenir aux probabilités, je dirai que même si de tels corps sont en petit nombre, la nature prodigue tant de milliards d'essais que



la probabilité de leur formation devient appréciable. Dans ma pensée l'effort d'évolution dans cette zone intermédiaire doit être au moins comparable à celui qui peut exister pour passer des bactéries aux plantes ou aux animaux supérieurs ; elle exige probablement des durées géologiques entières sans nous laisser la moindre trace.

Le mot effort d'évolution que je viens d'employer appelle une explication ; je n'ai pas voulu parler d'un effort volontaire tendant vers un but prédéterminé. Je ne crois pas aux causes finales et la science n'a fait un énorme bond en avant que lorsqu'on a abandonné les hypothèses de la transmission des forces à distance et des causes finales.

L'apparence des choses nous rend très difficile de nous affranchir d'idées qui ont gouverné les conceptions humaines dès leur début par le fait même de cette apparence et qui ont graduellement façonné notre cerveau au cours de notre évolution ancestrale.

Il faut bien nous rendre compte de ceci : si un être donne naissance à deux êtres *a* et *b* qui, tout en ayant une même hérédité, présentent par variation individuelle une certaine propriété *P* à des degrés différents ; si cette propriété *P* a une influence sur la probabilité de survie de *a* et *b*, mais si l'on ne considère que ces deux témoins comme on est tenté de le faire, il pourra parfaitement se trouver que ce soit précisément celui qui a le plus de chance de survie qui disparaisse le premier. Si au contraire on considère dans une espèce composée de millions (souvent de trillions) d'individus, l'ensemble *A* des êtres présentant le caractère *a* et de même l'ensemble *B* des êtres *b*, alors les choses changent, la loi des grands nombres joue, la classe *A* se développe par exemple et la classe *B* se réduit, puis s'éteint et nos yeux ont l'*illusion* que la propriété *P* a été délibérément *voulue* dans un but de perpétuation de l'espèce.

Si mes idées sont justes, des protomolécules organisées identiques, nées indépendamment, mais soumises aux mêmes influences de milieu, pourraient évoluer dans le même sens et donner séparément naissance à des êtres de même espèce qui se développeraient ensuite identiquement et paraîtraient de la même souche. Ceci, cependant, ne serait plus possible pour les stades ultérieurs plus compliqués.

Dans ma conception, du reste, il n'est plus nécessaire d'attribuer la même origine à *tous* les êtres vivants.

Je ne veux pas dire par là que je discute des filiations indiscutables (celle des vertébrés par exemple) auxquelles la loi de Fritz MÜLLER : « l'ontogé-

nie est parallèle à la phylogénie» s'applique sans aucun doute possible. Je ne veux même pas dire qu'il ne soit infiniment probable que tous les artiozoaires présentant au moins à une phase de leur développement des traces de métamérisation n'aient pour ancêtres communs des vers, mais je veux dire que les phytozoaires et les végétaux pourraient fort bien correspondre à d'autres origines et même à des origines multiples.

Si ma conception de « l'aïdiogénèse physico-chimique » est exacte, la probabilité que les astronautes trouvent la vie sur Mars et sur Vénus équivaut pratiquement à une certitude et, les éléments chimiques dont cette vie peut disposer étant les mêmes, ils devront y trouver des êtres à la fois profondément différents des êtres terrestres, mais cependant analogues par leurs caractères profonds, en quelque sorte « fonctionnant sur les mêmes principes généraux ».

Pour être complet, je dois encore mentionner un mode d'ensemencement des mondes que je serais impardonnable d'oublier ici :

Dans l'état actuel de notre science terrestre et en mettant les choses au pis, il me semble que les hommes devraient être en état d'aller visiter leurs voisins au moins d'ici quelques siècles. Ils y porteront leurs microbes avec eux et si ce monde est stérile, il pourra être ainsi fécondé.

Mars semble plus avancé que nous dans son évolution... les Martiens n'auraient-ils pas été en état de nous rendre visite il y a quelques centaines de millions d'années ? Ne serions-nous alors que leurs descendants ou plutôt les descendants de leurs microbes ?

Il me faut avouer que cette explication de notre origine ne me semble pas présenter un haut degré de probabilité, et c'est pourquoi je l'ai reléguée à la fin. Elle serait même impossible selon les conceptions de notre distingué collègue, M. Emile Belot.

## CHAPITRE VI

### Conclusions.

De toutes les considérations exposées, on arrive à entrevoir que nous sommes moins loin, et je dirai « moins loin que je ne le pensais moi-même avant d'avoir effectué ces études », de la réalisation du plus court des voyages interplanétaires, celui de la Lune. Il demeure toutefois soumis à des aléas encore inconnus, puisqu'il nécessiterait au minimum l'utilisation de grandes quantités d'hydrogène atomique. Actuellement, ce corps n'a été préparé qu'à l'instant même et au fur et à mesure de son utilisation dans un chalumeau, de sorte que l'on ignore s'il est stable, si, même stable, il ne constitue pas un explosif d'une trop grande sensibilité aux chocs ou aux vibrations, si enfin il peut se liquéfier sans présenter sous cet état les inconvénients ci-dessus.

Même si toutes ces questions devaient recevoir une réponse favorable, il subsisterait encore bien d'autres points inquiétants :

Pourra-t-on faire des tuyères capables de résister sans usure, même pendant le temps assez court qui a été envisagé, à un gaz les traversant à une température d'au moins 6 000° et à une vitesse de quelque 10 kilomètres par seconde ?

Quel sera le poids de l'appareillage nécessaire à rendre le véhicule habitable (fourniture d'oxygène, élimination de CO<sup>2</sup> et autres déchets pendant le temps voulu) ?

Comment l'organisme supportera-t-il la suppression complète du champ gravitant ? Ne sera-t-on pas obligé de laisser constamment le propulseur agir à faible accélération pour que le sens d'orientation du voyageur reçoive au moins une indication ? Quelle fraction du champ normal terrestre sera suffisante pour cela ?

Le plus gros aléa me paraît provenir de ce dernier point car, s'il fallait maintenir même pendant un ou deux jours une accélération n'excédant pas un dixième de celle de la pesanteur, on arriverait à la nécessité de quantités de combustible qui paraissent impraticables.

Il est vrai que la difficulté pourrait être tournée en endormant le voyageur au moyen d'un mélange de protoxyde d'azote et d'oxygène pendant tout le temps ou le propulseur ne fonctionnerait pas, un appareil automatique étant chargé de provoquer le début et la fin de l'anesthésie et actionnant simultanément le propulseur. Cet état de vie ralenti permettrait probablement une économie sur la réserve d'oxygène et les appareils destinés à absorber les déchets.

Malgré toutes ces difficultés, je n'ose pas dire qu'il soit absolument impossible que nous assistions à la réalisation de ce premier voyage, *si toutefois nous avons la chance que l'hydrogène atomique soit maniable à l'état liquide en grandes quantités, ce qui semble bien improbable!*

Quoi qu'il en soit, les voyages interplanétaires deviendront certainement praticables, sans aucune sensation désagréable ni risque physiologique le jour où nous saurons disposer à volonté de l'énergie intra-atomique.

Malheureusement, malgré les admirables progrès faits dans la connaissance de l'architecture des atomes simples de l'hydrogène et de l'hélium, on se trouve déjà arrêté par la complication de celui du lithium ; que sera-ce lorsqu'on voudra aborder celle des éléments de plus en plus lourds !

Il est possible que l'énergie intra-atomique qui, à notre échelle, paraît devoir se présenter sous une forme parfaitement désordonnée comme l'énergie calorifique, ne soit utilisable par nous que sous des conditions restrictives analogues qui seraient une extension du principe de Carnot.

Même en ce cas, nous pourrions avoir bon espoir du fait que cette énergie intra-atomique est en général de l'ordre de cent mille fois plus grand par unité de masse que celle de l'hydrogène atomique, même en ne considérant que l'énergie libérée dans les transmutations radioactives, par exemple par le radium pendant sa vie entière.

Si nous arrivions à disposer de la totalité de l'énergie qui constitue la matière, énergie que j'appellerai intra-corporelle et qui est elle-même presque dix mille fois plus grande encore, nous aurions devant nous des possibilités immenses, mais à condition de savoir, non seulement tirer l'énergie des transmutations atomiques, mais encore de savoir détruire les deux corpuscules de l'atome d'hydrogène eux-mêmes jusqu'à leur dernier erg sans nous faire sauter, et avec nous le globe terrestre tout entier.

Quelle portion de toutes ces hypothèses verrons-nous se réaliser ? Il est

impossible de le dire, quoique du train dont vont les choses, on en arrive à se demander si les hommes actuels n'assisteront pas aux premiers voyages sidéraux.

Dans cet espoir, il m'a paru désirable de provoquer un mouvement d'intérêt en faveur de cette locomotion future et j'ai d'abord voulu qu'elle reçoive un nom ; M. J.-H. Rosny Aîné a très heureusement inventé celui d' « Astronautique » que j'ai immédiatement adopté ; j'ai ensuite proposé à mon ami M. André Hirsch, fauteur initial de la présente communication, de se joindre à moi pour la création d'un prix annuel à la Société Astronomique de France et il l'a accepté.

Ce prix annuel et international recevra le nom de prix « Rep-Hirsch » et sera attribué au meilleur ouvrage technique original produit dans l'année et contribuant à avancer l'état de l'une des questions dont dépend la solution de la « Science astronautique ».

Afin que les efforts soient bien coordonnés, mon co-donateur et moi-même avons prié la Société d'Astronomie de constituer dans son sein une commission « d'Astronautique » chargée de centraliser tous les renseignements relatifs aux différentes questions dont la solution fragmentaire est indispensable ou seulement utile à la solution totale : atomistique, transmutation des éléments, maintien d'une atmosphère respirable confinée, alliages extra-légers, action physiologique des variations d'accélération, appareils de navigation interplanétaire, etc., etc...

De même que grâce aux chercheurs de la « préaviation » et notamment au Colonel Charles Renard, on savait d'avance à peu près au delà de quelle limite de légèreté les moteurs rendraient le vol mécanique possible, de même la Société Astronomique de France se doit, semble-t-il, d'encourager l'éclaircissement de toutes les questions relatives à la locomotion future.

Il faut que tout soit prêt d'avance pour le jour où les physiciens mettront à la disposition de l'humanité les puissants moyens que nous entrevoyons ou bien que nous sachions d'avance si une impossibilité irréductible maintient l'espèce humaine à jamais prisonnière sur son globe.

J'espère que la publication de mon propre travail pourra guider les chercheurs tant en leur posant le problème qu'en leur faisant voir les points les plus importants qui restent à élucider.

---

## APPENDICE

Supposant tracée la portion  $(V, y)$  de la courbe de combustion définie par (121) jusqu'à son intersection avec la courbe critique de libération, je diviserai  $\frac{y}{a}$  en intervalles successifs. Soient, pour l'un de ces intervalles :

$y_0$  et  $y_1$  les valeurs initiale et finale de  $y$ ,

$\Delta y = y_1 - y_0$ , l'amplitude,

$V_0$  et  $V_1$  les valeurs initiale et finale de la vitesse,

$V_m = \frac{V_0 + V_1}{2}$  la vitesse moyenne,

$\Delta t$  le temps nécessaire à parcourir l'intervalle.

J'emploierai la formule approchée

$$\Delta t = \frac{\Delta y}{V_m} \quad . \quad (127)$$

On s'aperçoit vite que cette formule donne de mauvais résultats pour le premier intervalle ( $y_0 = 0, y_1$ ) et j'emploierai pour cet intervalle une autre formule établie par le procédé suivant :

Soit un mouvement défini par

$$\frac{d^2y}{dt^2} = J(y) \quad , \quad (128)$$

avec

$$y = 0 \text{ et } \frac{dy}{dt} = 0 \quad \text{pour } t = 0 \quad . \quad (129)$$

La fonction  $J(y)$  sera supposée développable en série au voisinage de  $y = 0$  et l'on supposera de plus

$$J(0) \neq 0 \quad \text{et} \quad J'(0) \neq 0 \quad . \quad (130)$$

Si l'on pose

$$y = \frac{1}{2} J(y_t) t^2 \quad , \quad (131)$$

on démontre que l'on a  $y_t = \frac{y}{6}$  aux termes en  $t^6$  près, ce qui donne

$$y = \frac{1}{2} J\left(\frac{y}{6}\right) t^2 \quad , \quad (132)$$

ou

$$t = \sqrt{\frac{2y}{J\left(\frac{y}{6}\right)}} \quad , \quad (133)$$

et d'après (115)

$$t = \sqrt{\frac{2y}{\frac{g}{k} - \left(\frac{g}{1 + \frac{y}{6a}}\right)^2}} \quad , \quad (134)$$

qui peut s'écrire

$$t = \sqrt{\frac{2}{g} \cdot \frac{y}{\frac{1}{k} - \frac{1}{\left(1 + \frac{y}{6a}\right)^2}}} . \quad (134')$$

*Autre méthode d'approximation.* — En repartant de l'équation (115) et remarquant que, pendant toute la durée de la combustion,  $y < a$ , c'est-à-dire

$$\frac{y}{a} < 1 , \quad (135)$$

on peut écrire

$$\frac{1}{\left(1 + \frac{y}{a}\right)^2} = 1 - 2\frac{y}{a} + \dots , \quad (136)$$

soit

$$\frac{d^2y}{dt^2} = g \left( \frac{1}{k} - 1 + 2\frac{y}{a} - \dots \right) \quad (137)$$

et conserver les seuls termes écrits. Puis, posant  $\frac{y}{a} = z$  on a

$$\frac{d^2z}{dt^2} = \frac{g}{a} \left( \frac{1}{k} - 1 + 2z \dots \right) , \quad (138)$$

l'approximation étant d'autant meilleure que  $k$  est plus petit.

C'est une équation linéaire du deuxième ordre en  $z$ , dont la solution, compte tenu des conditions initiales  $z_0 = 0$ ,  $\frac{dz}{dt} = 0$ , est

$$z = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{k} - 1 \right) \left[ \frac{e^{t\sqrt{\frac{2g}{a}}} + e^{-t\sqrt{\frac{2g}{a}}}}{2} - 1 \right] . \quad (139)$$

On peut simplifier l'écriture en posant

$$u = e^{t\sqrt{\frac{2g}{a}}} . \quad (140)$$

On tire de là

$$z = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{k} - 1 \right) \left[ \frac{u + \frac{1}{u}}{2} - 1 \right] , \quad y = az , \quad (141)$$

$$\frac{dz}{dt} = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{k} - 1 \right) \sqrt{\frac{2g}{a}} \left[ \frac{u - \frac{1}{u}}{2} \right] , \quad v = a \frac{dz}{dt} , \quad (142)$$

$$F \frac{M_0}{M} = \frac{t}{k\tau} = \frac{1}{k\nu} \sqrt{\frac{ag}{2}} F u \quad (143)$$

Pour calculer les éléments critiques, il suffit de faire

$$z = z_c = k \quad (144)$$

et l'on obtient des expressions assez simples.





# SOCIÉTÉ ASTRONOMIQUE DE FRANCE

Hôtel des Sociétés Savantes, 28, rue Serpente, à Paris

Fondée en 1887 — Reconnue d'utilité publique en 1897

---

## EXTRAIT DES STATUTS

---

ARTICLE PREMIER. — La Société Astronomique de France a pour but de réunir entre elles les personnes qui s'occupent pratiquement ou théoriquement d'Astronomie ou qui s'intéressent au développement de cette Science et à l'extension de son influence pour l'éclaircissement des esprits. Ses efforts tendent à l'avancement et à la propagation de cette Science, ainsi qu'à faciliter les voies et moyens à tous ceux qui désirent entreprendre des études astronomiques.

On fait appel pour sa composition et son développement à tous les amis de la Science et du Progrès. Tout le monde peut en faire partie. Il suffit d'en adresser la demande au Président ou au Secrétaire général, et d'être présenté par deux Sociétaires, qui peuvent être désignés par le Bureau si le candidat n'en connaît pas.

ART. 6. — La souscription des membres est de 20 francs par an, cotisation à laquelle s'ajoute, une fois pour toutes, un droit d'entrée de 5 francs en retour duquel chaque Sociétaire reçoit un diplôme (1).

ART. 7. — On peut racheter sa cotisation en versant à la Société une somme de 300 francs, soit en une seule fois, soit en trois annuités consécutives. Les membres qui auront ainsi racheté leur cotisation reçoivent le titre de *membres perpétuels*. Les nouveaux Sociétaires admis en qualité de membres perpétuels sont dispensés du droit d'entrée de 5 francs.

ART. 8. — Portent le titre de *membres fondateurs* : 1<sup>o</sup> les fondateurs de la Société ; 2<sup>o</sup> les anciens présidents ; 3<sup>o</sup> les Bienfaiteurs qui contribueront à la prospérité de la Société par un versement de 500 francs fait en une ou plusieurs annuités. Ces derniers membres n'auront à payer ni cotisation ni droit d'entrée. Les membres perpétuels peuvent devenir fondateurs en complétant leur premier versement.

---

(1) Pour les Sociétaires résidant hors de France ou des Colonies françaises, le Conseil a fixé leur redevance annuelle comme suit : cotisation, 20 francs ; remboursement de frais de poste : 10 francs. Ensemble : 30 francs.

---

Pour tous renseignements concernant la Société Astronomique de France et pour recevoir un numéro spécimen de L'ASTRONOMIE, écrire à M. le Secrétaire, 28, rue Serpente, Paris (6<sup>e</sup>).

---

Le Secrétaire Général : M<sup>me</sup> CAMILLE FLAMMARION,  
Directeur-Gérant du Bulletin.

---