MODÈLES DE CARNOT POUR HOMÉOTHERMES

Resumé

On se propose d'appliquer le deuxième Principe de la Thermodynamique au problème de la sensation thermique. Les deux sources invoquées sont la température interne de l'homéotherme et la température biologique de la Terre. On est amené à distinguer, de part et d'autre de la température de bien être, un côté chaud et un côté froid. Dans les deux cas, l'organisme fonctionne comme machine frigorifique (il dégage de la chaleur).

Par l'intermédiaire de la formule de Boltzmann reliant la probabilité à l'entropie, on calcule la proportion d'individus incommodés, en fonction d'un paramètre d'écart aux conditions de confort. Du côté chaud, les résultats coincident avec le Discomfort index expérimental de C. Thom. Du côté froid, ils sont très vraisemblables.

On analyse ensuite les effets d'humidité et de ventilation, et on étend les résultats à des sujets soumis à la radiation.

Il est donné une application spéculative au confort du voyageur spatial et une autre application au travail utilisable d'une population d'homéothermes et à son activité. On souligne le caractère statistique de la théorie.

Enfin, on conclut à la possibilité de construire un simulacre (mannequin) mesurant la sensation thermique.

MODÉLES DE CARNOT POUR HOMÉOTHERMES

par Georges Dedebant

1. *Préambule.* — Le comportement thermique des homéothermes (animaux de température interne fixe, parmi lesquels l'homme) est un théorie très complexe, qui a préoccupé les Bioclimatologistes et les Ingénieurs d'air conditionné.

D'autre part, on a souvent nié l'applicabilité de la Thermodynamique aux phénoménes de la Vie.

C'est donc avec les prudentes réserves d'usage que nous présentons un modéle de machine thermique susceptible de simuler des processus biologiques. Cependant, ce modèle d'Ingénieur parait contenir une part de réalité.

2. *Sources chaude et froide; thermostats.*—Pour obtenir un *modèle de Carnot,* il nous faut une source chaude et une source froide, et des thermostats avec lesquels ces sources échangent de la chaleur.

La source chaude est indiquée sans hésitation par la température de l'homéotherme, soit pour l'homme:

$$\Theta_1 = 273 + 37 = 310\ {}^{\circ}\mathrm{K}.$$

Quant à la source froide (bien entendu *virtuelle*), nous suggérons de la concevoir comme la "*Température biologique de la Terre*", selon la conception de D. Brazol, (1) qui est définie par les températures sèche et humide:

$$T = 273 + 15 = 288; \quad T' = 273 + 13 = 286.$$

En bref, l'idée est la suivante:

"L'espèce humaine étant adaptée à sa planète, elle ne doit pas avoir besoin de défendre son homéothermie, dans l'état le plus probable de l'habitat terrestre"

Même chose d'ailleurs pour tout homéotherme terrestre.

Quant aux thermostats (pour des sujets abrités de la radiation et convenablement ventilés), il s'en présente très naturellement deux:

l'atmosphère sèche (température du thermométre sec), avec laquelle nous échangeons de la chaleur par conduction et convection;

et *l'atmosphère humide* (température du thermométre mouillé), avec laquelle nous échangeons de la chaleur par évaporation et transpiration.

3. *Expression des quantités de chaleur.* — Formons l'expression des quantités de chaleur *dégagées* par une source Θ dans les thermostats T et T' Elles sont proportionnelles à $(\Theta - T)$ et $(\Theta - T')$. Il y a lieu de leur attribuer le même coefficient de proportionnalité k, car la chaleur dégagée par l'évaporation:

$$L\,(W_{\Theta} - W')$$

---

(1) D. Brazol. Escala bioclimática universal. Colección aeronáutica argentina. Año 1955. Bs. As.

est précisément égale à la chaleur dégagée par convection:

$$C_p(\Theta - T').$$

C'est l'application du principe de l'équivalence, dont le psychromètre tire d'ailleurs sa justification.

Pour mémoire:

L = chaleur latente de vaporisation.
W_Θ = rapport de mélange actuel, à la température Θ.
W' = rapport de mélange saturé, à la température T'
C_p = chaleur spécifique de l'air, à pression constante.

On aura donc:

$$q = 2k(\Theta - X)$$

$$k > 0; \qquad X = \frac{T + T'}{2}$$

Par conséquent, pour les deux sources, nous avons:

$$\begin{cases} \overset{\nearrow}{q_0} = 2k_0(\Theta_0 - X) \\ \overset{\nearrow}{q_1} = 2k_1(\Theta_1 - X) \end{cases}$$

4. *Température de confort et température létale.* — La condition de fonctionnement d'une machine thermique entre les sources Θ et Θ_1, est que la machine *emprunte de la neg-entropie* à l'extérieur (c'est là une formulation du deuxième Principe). Elle se traduit par:

$$\frac{q_0}{\Theta_0} + \frac{q_1}{\Theta_1} \geq 0.$$

L'égalité correspond *au rendement de Carnot.*

Posant $\lambda = \dfrac{k_1}{k_0}$, elle s'écrit:

$$1 + \lambda - \frac{X}{\Theta_1}\left(\frac{\Theta_1}{\Theta_0} + \lambda\right) \geq 0.$$

D'où:

$$X \leq \Theta_1 \frac{1 + \lambda}{\dfrac{\Theta_1}{\Theta_0} + \lambda} = X_M.$$

X_M est une fonction croissante de λ, qui prend les valeurs extrêmes:

$$\Theta_0 \text{ (pour } \lambda = 0) \text{ et } \Theta_1 \text{ (pour } \lambda = \infty).$$

Θ_1 est la température *létale,* au delà de laquelle l'organisme ne peut subsister à la longue. Cette limite apparait comme une *impossibilité thermodynamique* (deuxième Principe), aussi exigeante que l'interdiction du mouvement perpétuel de deuxième espèce, L'homéotherme ne peut la franchir qu'en abandonnant l'homéothermie (fièvre).

De fait, selon Brazol, l'état létal se produirait pour:

$$t' > 35\ ^{\circ}\mathrm{C} \qquad (t' = T' - 273),$$

ce qui est en accord avec notre détermination, puisque:

$$37\ ^{\circ}\mathrm{C} = \frac{t + t'}{2} \geq t' > 35\ ^{\circ}\mathrm{C}.$$

Quant à la température Θ_0, elle correspond (puisqu'alors $\lambda = 0$), à la situation dans laquelle la source chaude ne perdant pas de chaleur, le sujet maintient *sans effort* son homéothermie.

C'est donc la température du *maximum de bien être.*

5. *Cas du froid.* — Si $X \leq \Theta_0$, c'est X qui devient la source froide et Θ_0, le thermostat. On a maintenant une source froide dont la température dépend des circonstances atmosphériques actuelles.

Le deuxième Principe donne la condition:

$$\frac{X - \Theta_0}{X} + \lambda \frac{\Theta_1 - \Theta_0}{\Theta_1} \geq 0.$$

D'où:

$$X \leq \frac{\Theta_0}{1 + \lambda \dfrac{\Theta_1 - \Theta_0}{\Theta_1}}$$

Les limites de X sont: Θ_0 (pour $\lambda = 0$) et le *zéro absolu* $X = 0$ (pour $\lambda = \infty$).

Du côté du froid, il n'existe donc pas de barrière thermodynamique; mais bien entendu il peut y en avoir de nature physico-chimique et biochimique (congélation des liquides; liquéfaction des gaz; ralentissement des réactions chimiques; destruction des cellules, etc.).

La conclusion reste cependant que l'homéotherme est moins limité vers les basses températures que vers les hautes. Effectivement, l'homme a supporté — 80 °C* (pôles du froid), soit 94° en dessous des conditions optima, tandis que du côté du chaud, il n'a pas dépassé 35 °C (moyenne des températures sèche et humide), soit seulement 21° au dessus du bien être.

6. *Modèle de Carnot.* — Dorénavant, nous supposerons que la machine fonctionne avec son rendement théorique maximum:

$$\frac{\Theta_1 - \Theta_0}{\Theta_1}$$

On a alors la relation suivante entre λ et X:

$$\lambda = \frac{\Theta_1}{\Theta_0} \frac{X - \Theta_0}{\Theta_1 - X}.$$

---

* À ces très basses températures, les températures sèche et humide sont pratiquement égales, de sorte que $X \approx T$.

Le travail *absorbé* par la machine est:

$$T = \frac{\Theta_1 - \Theta_0}{\Theta_1} q_1 = 2k_0 \frac{\Theta_1 - \Theta_0}{\Theta_0} (X - \Theta_0) \geq 0.$$

Elle fonctionne donc comme une machine *frigorifique*, rejetant dans l'ambiance ce travail sous forme de chaleur. Pour le corps humain, comme pour les nations, l'exportation est une nécessité vitale.

Le maximum de T (pour $X = \Theta_1$):

$$T_M = 2k_0 \frac{(\Theta_1 - \Theta_0)^2}{\Theta_0}$$

représente la capacité potentielle maximum de réfrigération du sujet. C'est vraisemblablement une caractéristique physiologique de l'homéotherme, et k_0 en est par conséquent une autre.

La dimension de k_0 est celle d'une *entropie*; cette constante s'introduit dans notre problème biologique, à la manière de la constante k de Boltzmann, en thermodynamique.

Quant à $\lambda = \frac{k_1}{k_0}$, il se présente comme une variable d'évolution adimensionnelle, qui mesure l'écart d'un état dérangé à l'équilibre *stable* ($\lambda = 0$). Il est en effet naturel de considérer l'état d'adaptation aux conditions moyennes de l'habitat Terre ($X = \Theta_0$), comme un état *d'équilibre stable* pour l'homéotherme, vu que son espèce s'y maintient.

7. *Entropie de l'état dérangé.* — En conséquence, la forme la plus simple que puisse revêtir l'entropie de l'état dérangé est:

$$S = S_0 - a\lambda^2,$$

a étant une constante de la dimension d'une entropie.

Or, nous n'avons dans notre problème qu'une seule constante de cette nature: c'est k_0. Sans autre raison déterminante, nous prendrons:

$$a = k_0$$

8. *Probabilité de l'état dérangé.* — Cette probabilité peut être mesurée par la proportion des sujets *appartenant* à l'état dérangé, c'est à dire *non incommodés* par la chaleur, parmi une population N. C'est donc:

$$P = \frac{N - n}{N}$$

n = nombre de sujets incommodés.

Par analogie à la formule de Boltzmann, reliant l'entropie à la probabilité, on peut écrire:

$$S - S_0 = b \log P$$

Sans d'autre raison que celle donnée tout à l'heure, nous prendrons:

$$b = k_0$$

On obtient ainsi la formule:

$$\boxed{n = N\,(1 - e^{-\lambda^2})}$$

Cette formule a la grande nouveauté de relier par un raisonnement *a priori*, un phénomène biologique (la sensation de chaleur) à des mesures physiques (les températures). On notera qu'elle est différente de la loi de Weber-Fechner: "la sensation $\left(\frac{n}{N}\right)$ croit comme le logarithme de l'excitation (λ)" Elle a l'avantage de conduire à une *saturation* de la sensation, comme cela se produirait dans un modèle électronique du système nerveux.

9. *Echelle biothermodynamique de température.* — Nous arrivons finalement, sans introduire *aucune* constante arbitraire, et par le seul moyen des températures de l'homéotherme et de son habitat, à la formule pratique:

$$n = 100\left[1 - \exp - \left(\frac{\Theta_1}{287}\,\frac{x - 14}{\theta_1 - x}\right)^2\right]$$

$x = \dfrac{t + t'}{2}$ = moyenne (°C) des thermomètres sec et mouillé. $\theta_1 = \Theta_1 - 273$ = température (°C) fixe de l'homéotherme.

Pour l'homme:

$$\left(\frac{\Theta_1}{287}\right)^2 = 1{,}17.$$

Or, cette formule représente *très bien* les résultats expérimentaux obtenus par C. Thom aux U S (Discomfort index); qu'on en juge par le tableau suivant:

Tableau I

Incommodité causée par la chaleur

x	n théorique	n (d'après C. Thom)
14	0	
15	0,2 %	de 0 à 10 %
20	13 %	de 10 à 50 %
24	50 %	de 50 à 100 %
28	99 %	100 %
31,5	99,999 %	accidents dangereux
37	100 %	

Remarques

1. Si le rendement est inférieur à celui de Carnot, λ est plus grand pour le même X, et l'incommodité est plus forte (cas des organismes non adaptés ou déréglés: les enfants, les malades, les vieillards).

2. Plus l'homéotherme a une température interne élevée, plus s'accroit sa capacité de résistance à la chaleur. Ainsi les oiseaux et les insectes sont actifs quand l'homme est incommodé.

10. *Echelle du froid.* — Pour le rendement de Carnot, on a cette fois:

$$\lambda = \frac{\Theta_1}{\Theta_1 - \Theta_0} \frac{\Theta_0 - X}{X}$$

Le travail absorbé est:

$$J = \frac{\Theta_1 - X}{X} q_1 = 2k_0 \frac{(\Theta_1 - X)(\Theta_0 - X)}{X} \geq 0.$$

Ainsi, même du côté du froid, la machine *continue à fonctionner en frigorifique*; mais le travail absorbé croit sans limite quand $X \to 0$. On pourrait théoriquement supporter de très grands froids, mais cela coûterait de plus en plus cher.

Répétant le raisonnement déjà fait du côté chaud, on arrive à la formule:

$$n = 100 \left[1 - \exp - \left(\frac{\Theta_1}{\Theta_1 - \Theta_0} \frac{\Theta_0 - X}{X}\right)^2\right]$$

Pour mettre en évidence les résultats, il est éloquent d'etablir une correspondance entre les inconforts de la chaleur et du froid.

Si Y est la température biothermodynamique du côté froid, on a l'équivalence:

$$\lambda = \frac{\Theta_1}{\Theta_0} \frac{X - \Theta_0}{\Theta_1 - X} = \frac{\Theta_1}{\Theta_1 - \Theta_0} \frac{\Theta_0 - Y}{Y},$$

d'où l'on tire la relation *d'involution* [1]:

$$XY - \tau(X + Y) + \tau\Theta_1 = 0$$

avec

$$\tau = \frac{\Theta_0^2}{2\Theta_1 - \Theta_0} = 312$$

A $X = \Theta_0$ correspond $Y = \Theta_0$
et à $X = \Theta_1$ correspond $Y = 0$ (zéro absolu).

Numériquement, la formule s'écrit (pour l'homme):

$$Y = 312 \frac{310 - X}{312 - X} \quad \text{ou encore: } y = 39 \frac{x - 23}{x - 39}$$

---

[1] C'est à dire que si $Y = \varphi(X)$, réciproquement $X = \varphi(Y)$. Donc $X = \varphi[\varphi(X)]$.

Elle donne les résultats suivants:

Tableau II

Incommodité produite par le froid

x	14	20	24	28	31,5	37	
y	14	6	— 2,5	— 18	— 44	— 273	
Inconfort	0 à 10 %	10 à 50 %	50 à 100 %	100 %	dangereux		mort certaine

Cette échelle de froid est, pour le moment, purement théorique. Faisons quelques remarques à son sujet.

D'abord, aux très basses températures (vu la faiblesse des tensions de vapeur), les thermomètres sec et mouillé donnent des températures très voisines, de sorte que y sera pratiquement la température du thermomètre sec. Les accidents dangereux (homologues des coups de chaleur) commenceraient donc à partir de — 44 °C. De tels extrêmes de température n'empêchent pas en effet, la civilisation de se développer (Canada, Russie d'Europe).

Les températures des pôles du froid (— 75 °C) correspondent à 33 °C de chaleur (moyenne du sec et du mouillé), chiffre encore assez éloigné du niveau létal de D. Brazol (> 35 °C) et du nôtre (37 °C). L'homme pourrait possiblement supporter des températures encore plus basses ($\simeq$ 100 °C), à condition bien entendu de surmonter les obstacles qui ne sont pas d'ordre purement thermodynamique.

La résistance au froid s'accroit avec la température de l'homéotherme $\left(\frac{\partial\lambda}{\partial\Theta_1} < 0\right)$ En fait, le loup a une température de 39 °C et le canard sauvage, de 42 °C. On cite qu'un chien de traineau a résisté une heure à — 92 °C et quelques instants à — 160 °C.

Il n'est pas exclu d'autre part que, dans les régions très froides où le contenu de vapeur d'eau se réduit à presque rien, le gaz carbonique (CO_2) puisse jouer un rôle dans les échanges entre l'homéotherme et l'atmosphère.

11. *Échelle bio-thermodynamique complète.* — Joignant les résultats obtenus pour le chaud (que l'expérience confirme), à ceux obtenus pour le froid (par extension du modèle), nous pouvons maintenant dresser l'échelle *complète* de la température bio-thermodynamique.

Tableau III

Echelle bio-thermodynamique complète

Temp. $\frac{t+t'}{2}$		Incommodité
— 273	⟶	Mort certaine
		Dangereux
— 44		
		100 %
— 18		
		100 % à 50 %
— 2,5		
		50 % à 10 %
6		
		10 % à 0 %
14	⟶	Bien être ———
		0 à 10 %
20		
		10 à 50 %
24		
		50 à 100 %
28		
		100 %
31,5		
		Dangereux
37	⟶	Mort certaine

12. *Analyse de l'effet d'humidité.* — La description de la sensation de chaleur (ou de froid) par la seule température sèche, est évidemment incomplète; on peut se rendre compte des limitations de cette description en prenant les deux cas extrêmes:

Air saturé: $x = t = t' = t_h$

Air absolument sec: $W = 0$, et nous désignerons alors par ts la température d'une atmosphère totalement dépourvue de vapeur d'eau, qui donne le même degré d'inconfort (même valeur de λ) qu'une atmosphère saturée.

Nous emploierons pour calculer ts, la formule psychrométrique *théorique* (basée sur le premier Principe):

$$Cp(T - T') = L(W' - W),$$

dans laquelle nous poserons $W = 0$.

Comme:

$$W' = \frac{5}{8}\,\frac{F'}{p - F'}$$

F' = tension de vapeur saturée à T'

p = pression barométrique.

$\frac{5}{8}$ = densité (relative à l'air sec) de la vapeur d'eau.

il vient:

$$F' = \frac{8C_p}{5L}\, p\left(1 - \frac{F'}{p}\right)(t - t') \approx \frac{8C_p}{5L}\, p(t - t')$$

Adoptons les valeurs suivantes:

$$C_p \text{ (gaz biatomique)} = \frac{7}{2} R^* = \frac{7}{2} \times 0{,}287 = 1 \text{ joule/gr °C.}$$

$p = 1013$ mb.

$$L = \begin{cases} 2470 \text{ joule/gr °C} & \text{pour } t' > 0 \\ 2835 \quad \text{''} & \text{pour } t' < 0 \end{cases}$$

On obtient:

$$\begin{cases} F' = 0{,}66\ (t_s - t') & (t' > 0) \\ F' = 0{,}57\ (t_s - t') & (t' < 0) \end{cases}$$

Comme:

$$t' = 2x - t_s \quad \text{et} \quad x = t_h,$$

les équations de la correspondance

$$t_h \rightleftarrows t_s$$

sont:

$$\begin{cases} F\,(2t_h - t_s) = 1{,}32\ (t_s - t_h) & (t' > 0) \\ F\,(2t_h - t_s) = 1{,}14\ (t_s - t_h) & (t' < 0) \end{cases}$$

Les résultats numériques sont les suivants:

Tableau IV

Inconforts d'une atmosphère saturée et d'une atmosphère complètement sèche

t_h	t_s	Inconfort
		Danger
— 44	— 44,1	
		100 %
— 18	— 17	
		100 % à 50 %
— 2,5	1	
		50 % à 10 %
6	11	
		10 % à 0 %
14	21,5	
		0 à 10 %
20	30	
		10 à 50 %
24	35	
		50 à 100 %
28	41	
		100 %
31,5	46	
		Danger
37	54,5	

* R = Constante des gaz parfaits.

L'humidité accroit donc l'inconfort du côté chaud (ce qui est bien constaté) et le diminue du côté froid (ce qui est parfois discuté).

Pour les hautes températures, la sécheresse atténue notablement l'inconfort; en Tripolitaine on a enregistré le record de 54 °C; à Kasbah Tadla (Maroc) le maximum absolu est 50 °C.

Pour les très basses températures, l'effet d'humidité devient indifférent.

Remarquons que la température létale en atmosphère absolûment sèche est égale aux plus hautes températures du thermomètre sec mesurées sur notre globe (54 °C). Les régions (déserts) dans lesquelles ces extrêmes sont atteints, sont impropres à l'implantation de toute vie civilisée qui ne soit pas artificielle (comme celle des Ingénieurs du pétrole au Sahara). Du temps de la navigation au charbon, les soutiers éprouvaient des températures jusqu'à 60 °C pendant leur travail. Malgré le rythme des repos, ils ne pouvaient poursuivre leur métier que pendant un petit nombre d'années et leur taux de mortalité était très élevé.

13. *Effet de la ventilation.* — Les coefficients psychrométriques théoriques (0,66 et 0,57) ne sont atteints que pour une ventilation optima. Pour le psychromètre de Assmann (ventilation 4 à 5 m /sec), on obtient même des valeurs inférieures: 0,622 et 0,54). Sous abri météorologique, *Angot* admet les coefficients 0,79 et 0,69 (tables françaises). Enfin, dans l'air calme, ils seraient (par extrapolation) 1,4 et 1,1.

De toutes façons:

$$T' \text{ ventilé} < T' \text{ calme}$$

pour une même température sèche T et une même tension de vapeur actuelle f. Les ménagères savent bien que le vent fait sècher le linge à la corde.

L'incommodité dans l'air calme est donc plus forte du côté chaud, plus faible du côté froid (en accord avec la sensation physiologique).

Le tableau ci dessous donne la correspondance: t saturé → t sec ventilé → t sec calme.

Tableau V

Influence de l'humidité et de la ventilation

Saturé	Sec ventilé	Sec calme	Inconfort
			Danger
— 44	— 44,1	— 44,05	
— 18	— 17	— 17,5	100 %
— 2,5	1	— 1	100 à 50 %
6	11	8,5	50 à 10 %
14	21,5	18,5	10 à 0 %
20	30	26	0 à 10 %
24	35	32	10 à 50 %
28	41	36,5	50 à 100 %
31,5	46	41	100 %
37	54,5	48,5	Danger

On voit que la température létale totalement sèche est abaissée de 54°,5 (ventilé) à 48°,5 (air calme), et la limite dangereuse de 46° à 41°. Les éventails et les ventilateurs ne sont donc pas tout à fait inutiles, malgré les inconvénients qu'ils présentent pour les voies respiratoires.

Du côté des basses températures, l'effet de ventilation devient insignifiant, ce qui n'est pas d'accord avec la sensation de froid glacial que produit un fort vent.

14. *Effet du vent.* — L'effet de ventilation que nous venons d'analyser se réfère plus à la *turbulence*, qui augmente le coefficient d'échange, qu'au *flux moyen*, qui accroit le débit d'air. Un courant, même laminaire, accroit le paramètre d'écart λ. De cette manière s'expliquerait la sensation de froid glacial que donne un vent fort aux basses températures, et celle de fournaise causée par les vents chauds et secs (siroco, zonda).

15. *Effet de la radiation.* — Soit maintenant un sujet en communication non seulement avec des atmosphères sèche et humide, mais aussi avec un "thermostat de radiation", caractérisé par la température T'' qu'on peut calculer à partir de la loi de Stefan et mesurer par un thermomètre dont le bulbe est placé dans une sphère noircie.

La quantité de chaleur *dégagée* par une source Θ, en communication avec ce thermostat est:

$$q_2 = k(\Theta - T'')$$

(principe de l'équivalence et justification du thermomètre "noir").

Par conséquent, la quantité de chaleur dégagée par cette source vers les thermostats T, T', T'' est:

$$q = 3k(\Theta - Z)$$

où

$$Z = \frac{T + T' + T''}{3} = \frac{2X + T''}{3} \text{ (1)}$$

L'extension de notre modèle au cas ou le sujet est soumis à la radiation, se fera donc en remplaçant la température $X = \dfrac{T + T'}{2}$ par la température Z.

D'où il résulte que la température de confort devient:

$$\Theta''_0 = \Theta_0 + \frac{\Theta_0 - T''}{2}$$

qui sera $\gtrless \Theta_0$ selon que $T'' \lessgtr \Theta_0$, et que l'état létal se produira pour:

$$\Theta''_1 = \Theta_1 + \frac{\Theta_1 - T''}{2},$$

qui sera $\gtrless \Theta_1$ selon que $T'' \lessgtr \Theta_1$.

(1) Cette formule est conforme à une règle empirique de A. Missenard, autorité en la matière de l'influence du climat sur l'homme: "La sensation thermique reste la même si l'on élève de 2° la température des parois pour chaque degré que diminue la température de l'air".

Donnons des valeurs expérimentales. A Ezeiza (province de Bs. As., 34° lat. S.), nous avons noté comme extrême, en été, à 12 H. locales, une température de radiation

$$T'' = 54\ ^\circ\mathrm{C},$$

indiquée par un thermométre placé à l'intérieur d'une sphère noircie. A ce moment, par conséquent, la température létale s'était abaissée (pour des sujets soumis au rayonnement) à:

$$37 + \frac{37 - 54}{2} = 28{,}5\ ^\circ\mathrm{C},$$

et la limite des accidents dangereux à:

$$31{,}5 + \frac{31{,}5 - 54}{2} = 26\ ^\circ\mathrm{C}.$$

Heureusement que le maximum de température se produit 2 à 3 heures après le passage du soleil au méridien. Autre circonstance favorable est que les hautes températures noires s'obtiennent par atmosphère sèche. Ainsi pour une atmosphère complétement sèche, les chiffres précédents seraient portés à 42 °C et 38 °C respectivement. Ils donnent cependant une idée de la nocivité (sans tenir compte de l'action U. V.), des bains de soleil au moment de la culmination de l'astre, dans une ambiance déjà inconfortable par elle-même.

Un autre exemple (puisé dans la littérature sur le sujet) est la température de radiation:

$$T'' = 95\ ^\circ\mathrm{C}$$

mesurée par une expédition au Karakorum (5.200 m. d'altitude). La température létale s'abaisse à 8 °C et celle des accidents dangereux à 0 °C. Mais la température de l'atmosphère standard à ces altitudes est — 19 °C. Par suite, un écart de 8 °C — (— 19 °C) = 27 °C doit être considéré comme hautement exceptionnel, aussi exceptionnel que serait une température de 28° (normale) + 27° = 55° en été, dans la province de Bs. Aires.

16. *Application au voyageur spatial.* — Partons du moment où la capsule est placée en orbite. L'air de la cabine, à peu près transparent à la radiation ne pourra (sinon à la longue) s'échauffer ou se refroidir que par convection avec les parois. Quant au voyageur, sa sensation de chaleur sera déterminée par les températures sèche et humide de l'air ambiant, et par la température de radiation des parois. Cette radiation est une fraction de la radiation extérieure, réglable par la proportion des surfaces noircies et réfléchissantes.

Deux cas sont à distinguer selon que la capsule est:

a) plongée dans la radiation solaire.

b) plongée dans l'ombre d'une planète (par exemple: trajet de nuit d'un satellite artificiel).

Cas a). — Géométriquement, la capsule *reçoit* par moitié le rayonnement solaire (dont la température à la distance de la Terre, determinée à partir de la constante solaire est $T'' = 450^\circ$ K, et à la distance d unités astronomiques: $T'' = 450\, d^{-1/2}$), et *émet* par moitié vers l'espace (dont la température sera ici estimée à $Tesp = 50^\circ$ K).

Désignons par μ, la proportion de surfaces "noircies" * La température de radiation des parois est donnée par:

$$\frac{\mu}{2}\,\frac{(450)^4}{d^2} - T''^4 = T''^4 - \left(1 - \frac{\mu}{2}\right) T_{esp}^{\,4}$$

* Nous entendons par là que les surfaces "noircies" sont les seules émissives.

D'où:

$$T''^4 = \frac{(450)^4}{d^2}\frac{\mu}{2} + (50)^4\left(1 - \frac{\mu}{2}\right)$$

Soit T la température sèche initiale de l'air dans la cabine (au moment de la mise en orbite). Si l'on veut maintenir constante cette température, il faut éviter les échanges convectifs avec les parois, et pour cela, il faut:

$$T = T''$$

Ceci détermine la proportion adéquate de surfaces "noircies" On a:

$$\mu = 2\frac{T^4 - (50)^4}{\dfrac{(450)^4}{d^2} - (50)^4} \simeq 2\left(\frac{T}{450}\right)^4 d^2$$

Pour $T = 288°$ K, on a:

$$\mu = 2\left(\frac{4}{5}\right)^8 d^2 = 0{,}34\ d^2$$

Il faudra donc pouvoir varier la proportion des surfaces noircies, selon la distance au soleil.

La distance limite que l'on pourra atteindre, en conservant l'ambience du confort, est:

$$d = \frac{1}{\sqrt{0{,}34}} = 1{,}7,$$

soit 260 millions de Km, ce qui englobe l'orbite de Mars.

Au delà, l'air de la cabine se refroidirait par convection sur les parois et tendrait à prendre leur température de radiation T'' A la distance de Jupiter ($d = 5$), on a:

$$T'' = \frac{450}{\sqrt[4]{2}\,\sqrt{d}} = 168°\text{ K ou } -105\ °\text{C},$$

ce qui est à peu près à la limite biothermodynamique de l'homme.

Dans l'autre sens, vers le soleil, on calcule qu'il faudrait:

$\mu = 17\ \%$ pour Vénus.
$\mu = 5\ \%$ pour Mercure.

Théoriquement (et contrairement à la légende d'Icare), on pourrait s'approcher très près du soleil avec une capsule *parfaitement* réfléchissante.

Nous n'avons pas besoin de souligner que ces raisonnements sont très spéculatifs. Ils résument cependant, très schématiquement, ce que nos connaissances actuelles permettent d'anticiper, et contiennent probablement une parcelle de réalité.

Cas b). — Rappelons que le satellite fait un tour en 1 H$\frac{1}{2}$ et passe $\frac{1}{2}$ H dans la zone de nuit. Pour cette partie du trajet, il faut substituer la température de la Terre (288° K) à celle de la radiation solaire à la distance de la Terre (450° K). Le calcul précédent donne $\mu = 2$, valeur impossible. Donc la cabine va se refroidir, même si sa surface est *complétement* noircie.

Calculons la sensation de chaleur pour $\mu = 0{,}34$. On a:

$$T'' = \sqrt[4]{0{,}17} \times 288 = 184^\circ \text{ K}$$

$$Z = \frac{2 \times 287 + 184}{3} = 253^\circ \text{ K soit } -20\ {}^\circ\text{C}.$$

qui correspond à 100 % d'incommodité. Le voyageur recevrait donc une "douche froide" pendant $\frac{1}{2}$ H toutes les heures. Il conviendrait de relever la température initiale de l'air dans la cabine. Par exemple, avec $t = 22^\circ$; $t' = 18^\circ$, on est encore dans des conditions de confort. On a alors:

$$\mu = 2\left(\frac{295}{450}\right)^4 = 0{,}4$$

$$T'' = \sqrt[4]{0{,}2} \times 295 = 199^\circ \text{ K}$$

$$Z = \frac{2 \times 295 + 199}{3} = 263^\circ \text{ K, soit } -10\ {}^\circ\text{C},$$

ce qui nous place dans la zone de 50 à 100 %.

Comme on ne peut pas empêcher le refroidissement de la cabine pendant le trajet de nuit, il s'ensuit qu'à la longue, l'air intérieur se refroidit par convection au contact des parois. Il y aura donc lieu de compenser cette perte soit par réglage de la proportion des surfaces noircies, soit par un réchauffage artificiel emprunté à une source d'énergie propre.

17. *Travail utilisable par l'homéotherme.* — Désignons par A le travail fourni à l'homéotherme par ses combustions internes (résultat de sa respiration et de son alimentation). C'est, pour fixer les idées une certaine fraction de la ration alimentaire exprimée en kilogrammètres, cette fraction étant égale au rendement du moteur humain. L'homéotherme doit distraire de A, le travail T destiné à être rejeté sous forme de chaleur, pour faire fonctionner le frigorifique. La partie utilisable est donc:

$$U = A - J$$

Si $U = 0$, $A = J$ est le métabolisme basal.

Comparons les travaux utilisables du même sujet, placé dans des conditions de confort comparables, du côté chaud et du côté froid (même valeur de λ). On a:

$$J = 2k_0 \frac{(\Theta_1 - \Theta_0)^2}{\Theta_1} \frac{\lambda}{\dfrac{\Theta_1}{\Theta_0} + \lambda}$$

et

$$J' = 2k_0 \frac{(\Theta_1 - \Theta_0)^2}{\Theta_1} \frac{\lambda(1+\lambda)}{\left(1 + \lambda \dfrac{\Theta_1 - \Theta_0}{\Theta_1}\right)^2}$$

D'où:

$$\frac{J'}{J} = \frac{\left(\frac{\Theta_1}{\Theta_0} + \lambda\right)(1 + \lambda)}{1 + \lambda \frac{\Theta_1 - \Theta_0}{\Theta_1}}$$

Ce rapport égal à $\frac{\Theta_1}{\Theta_0}$ pour $\lambda = 0$ (confort), croit indéfiniment avec λ. Ainsi:

$$J' > J$$

donc

$$U' < U,$$

ce qui veut dire en termes usuels que, du côté chaud, l'homéotherme est capable de produire *davantage* de travail que du côté froid, pour *des conditions de confort égales.* Ainsi (voir tableau III), un climat chaud entre 14° et 20° est plus favorable que le climat froid symétrique entre 6° et 14° (civilisation méditerranénne; déplacement vers des régions plus chaudes, des industries qui ne dépendent pas de l'emplacement des gisements de charbon et de minerais de fer).

18. *Activité de l'homéotherme.* — On peut la mesurer par le *rendement d'une population,* exprimée par:

$$\rho(x) = \left(1 - \frac{J}{A}\right) e^{-\lambda^2(x)}$$

Le premier facteur est une sorte de rendement théorique de Carnot, et le second est dû à l'imperfection causée par l'inconfort.

Pour que ce rendement soit positif, il faut fournir à la population une alimentation *effective* A (c'est à dire compte tenu des pertes d'assimilation), supérieure à J.

Du côté chaud, avec une alimentation effective donnée A, la population peut travailler pour des températures:

$$X < \Theta_0 + \frac{A}{2k_0} \frac{\Theta_1}{\Theta_1 - \Theta_0}$$

Si

$$A > J_M = 2k_0 \frac{(\Theta_1 - \Theta_0)^2}{\Theta_1},$$

elle est capable de travailler dans toute l'étendue de l'échelle de température.

Du côté froid, il faut satisfaire à la condition:

$$\frac{(\Theta_0 - Y)(\Theta_1 - Y)}{Y} \leq \frac{A}{2k_0},$$

soit:

$$Y^2 - \left(\Theta_0 + \Theta_1 + \frac{A}{2k_0}\right) Y + \Theta_0 \Theta_1 \leq 0.$$

Le premier membre admet une racine inférieure à Θ_0:

$$Y_1 = \frac{1}{2}\left(\Theta_0 + \Theta_1 + \frac{A}{2k_0} - \sqrt{\left(\Theta_0 + \Theta_1 + \frac{A}{2k_0}\right)^2 - 4\,\Theta_0\,\Theta_1}\right)$$

Comme $\frac{dY_1}{dA} < 0$, on pourra maintenir un rendement positif à quelque température, en augmentant l'alimentation dans des proportions convenables.

¿Doit-on voir là l'explication de plus grand besoin en calories (graisses, alcool) des habitants des régions froides?

Mais ce besoin augmente très rapidement quand la température diminue. On peut calculer en effet qu'il triple quand on passe de $y = 0$ °C à $y = -15$ °C, se multiplie par 9 pour $y = -40$ °C et par plus de 80 pour $y = -80$ °C (!).

Comment satisfaire ces besoins sans léser les organes digestifs?

Encore une comparaison entre le côté chaud et le côté froid. Du côté chaud, on assure un rendement positif pour toute l'échelle de chaleur avec l'alimentation:

$$A = 2k_0 \frac{(\Theta_1 - \Theta_0)^2}{\Theta_1} = 1{,}76 \times 2k_0.$$

Or, du côté froid, cette alimentation satisfait seulement aux besoins jusqu'à la température $y = 1$ °C.

19. *Imitation d'un homéotherme.* — On pourrait simuler un homéotherme par un mannequin (réduit à son buste), en matière plastique perforée, pourvu de deux résistances électriques, réglées par thermostat et thermiquement isolées l'une de l'autre. J serait alors la chaleur de Joule dissipée dans les résistances pour maintenir l'homéothermie.

Un tel mannequin pourrait être à volonté, placé dans une soufflerie, exposé à la radiation solaire et artificielle, etc., et se prêterait ainsi à un grand nombre d'expériences difficiles à organiser sur des êtres humains.

Peut être même serait-il possible d'en réduire la taille et d'en faire un instrument de mesure susceptible d'être placé dans une capsule spatiale?

Pour faire ressortir les traits essentiels de ce travail, révélons les intentions qui nous ont guidé. Elles sont de trois sortes:

a) Soutenir que les êtres vivants, aussi bien que la matière inerte, n'échappent pas aux lois de la Physique, à condition que celles-ci aient été dégagées des faits d'observation sous une forme suffisamment générale. Dans l'espèce, il s'agit des deux sacro-saints principes de la Thermodynamique.

b) Montrer qu'un problème physiologique complexe, comme celui de la sensation thermique, ne trouve sa signification scientifique que lorsqu'il s'agit d'une *population et non d'un individu.* En d'autres termes: cette signification est d'ordre statistique.

c) Mettre en relief la généralité du contenu de la Thermodynamique statistique, dont on a vu déjà le formalisme s'appliquer à des problèmes sociaux. Nous voulons parler spécialement de la Théorie de l'Information, dont le point de départ est précisément la relation de Boltzmann entre la probabilité et l'entropie (León Brillomin).