

STOCKAGE PERIODIQUE PAR CHALEUR SENSIBLE—ASPECTS FONDAMENTAUX LIES A LA CINETIQUE DES TRANSFERTS

J. P. BARDON, B. FOURCHER et B. CASSAGNE

Laboratoire de Thermocinétique de l'Université de Nantes, ERA CNRS 663, 2, rue de la Houssinière,
 44072 Nantes Cedex, France

(Reçu le 4 Juillet 1978)

Résumé—Cette étude concerne la cinétique des transferts entre un fluide caloporteur et un matériau de stockage. On tient compte de la conduction au sein du matériau, des échanges thermoconvectifs finis et de la durée limitée du cycle. On présente les résultats obtenus pour des éléments géométriques simples dans l'hypothèse d'un fonctionnement sinusoïdal. On souligne le rôle essentiel que jouent les groupes adimensionnels dont dépend l'énergie stockée pour le choix optimal des caractéristiques de ces éléments. On examine ensuite ce que deviennent ces résultats pour une plaque de grande étendue ainsi que pour une loi périodique non sinusoïdale.

NOMENCLATURE

- c , chaleur spécifique du matériau [J/kg K];
 Q, q , chaleurs stockées dans le volume, J et par unité de surface d'échange [J/m²];
 Q_{\max} , limite supérieure de Q [J];
 T , amplitude des oscillations du fluide [K];
 t , temps [s];
 α , coefficient de transfert thermique [W/m² K];
 δ , l ou R demi-épaisseur ou rayon du matériau de stockage [m];
 κ , diffusivité thermique du matériau [m²/s];
 λ, λ_f , conductivités thermiques du matériau et du fluide caloporteur [W/m K];
 ν , viscosité cinématique [m²/s];
 ρ , masse volumique du matériau [kg/m³];
 τ , période des fluctuations de température [s];
 Bi , $\frac{\alpha\delta}{\lambda}$ nombre de Biot;
 Fo , $\frac{\kappa\tau}{\delta^2}$ nombre de Fourier;
 β , $\delta\left(\frac{\pi}{\kappa\tau}\right)^{1/2} = \left(\frac{\pi}{Fo}\right)^{1/2}$;
 γ , $\frac{Bi}{\beta} = Bi\left(\frac{Fo}{\pi}\right)^{1/2}$;
 Q^+ , Q/Q_{\max} taux d'utilisation du matériau.

INTRODUCTION

STOCKER la chaleur lorsqu'elle est en excès pour la restituer lorsqu'elle fait défaut est une opération qui soulève des difficultés si on veut la réaliser dans les meilleures conditions de rendement. Les deux possibilités de stockage par chaleur sensible et par chaleur latente impliquent une dégradation de l'énergie stockée (les niveaux de température sont différents au stockage et au déstockage) et la durée limitée du cycle stockage-déstockage ne permet pas toujours

une utilisation complète des capacités de stockage des matériaux. C'est ce dernier point que nous nous proposons de développer ici dans le cas d'un stockage par chaleur sensible, dans un matériau solide au moyen d'un fluide caloporteur. Il s'agit plus précisément de mettre en lumière les limitations à la pénétration d'un flux de chaleur, dans le matériau de stockage qu'apportent: la durée du cycle stockage-déstockage; les transferts superficiels fluide-matériau souvent médiocres; la conduction au sein du matériau et qui s'oppose à son isothermie. Une étude précise de la cinétique des transferts doit permettre de préciser ces effets et d'optimiser le stockage. Nous nous plaçons dans le cas particulier, mais important, d'un stockage périodique de chaleur. Un grand nombre de disponibilités ou de besoin de chaleur (applications solaires, processus industriels cycliques, besoins domestiques...) présentent, en effet un caractère périodique très marqué. (Les périodes couvrent une gamme étendue allant de l'heure à l'année.) Il est donc normal que dans ces cas l'optimisation du stockage soit faite pour les conditions moyennes de fonctionnement.

Nous le faisons d'abord dans le cas schématique, mais fondamental, d'une loi sinusoïdale pour la température du fluide caloporteur:

$$T_f = T_m + T \sin \omega t.$$

Le niveau T_m et l'amplitude T sont fixés par les conditions d'utilisation et par la conception du dispositif de stockage. Nous examinerons ensuite le cas d'une loi périodique.

Avant d'aborder l'étude détaillée, nous voudrions souligner encore deux points importants:

La température superficielle $T_s(0)$ du matériau de stockage va subir des oscillations sinusoïdales autour de la même valeur T_m , mais ces oscillations seront d'amplitude inférieure à T et elles seront en retard de phase ψ (Fig. 1). Les opérations de stockage et de déstockage seront délimitées par les intervalles de

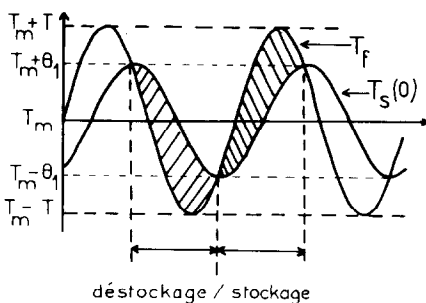


FIG. 1.

temps pour lesquels $T_f > T_s(0)$ et $T_f < T_s(0)$. On voit sur la Fig. 1 que le niveau moyen des températures du fluide caloporteur au cours de l'opération de stockage $T_m - \theta_1 < T_f < T_m + T$ est supérieur à celui correspondant à la phase de déstockage: $T_m - T < T_f < T_m + \theta_1$. Ceci traduit la dégradation subie par l'énergie thermique au cours du cycle complet stockage-déstockage.

La durée limitée de la période fait que la capacité de stockage du matériau ne peut être utilisée au maximum. On caractérisera le taux d'utilisation de celui-ci par le rapport $Q^+ = Q/Q_{\max}$ de la chaleur réellement stockée Q , à celle Q_{\max} qui serait stockée si les coefficients superficiels de transfert étaient infinis ($T_f = T_s$) et si la conductivité du matériau lui-même était infinie. En désignant par V le volume du matériau, par $c\rho$ sa capacité calorifique volumique, on a :

$$Q_{\max} = 2c\rho VT \text{ (chaleur sensible).}$$

Ce taux Q^+ est toujours inférieur à 1, il sera d'un grand recours pour l'optimisation d'un stockage.

duction dans une direction parallèle à la paroi ($\lambda_x = 0$). Dans ce cas, ce sont les seuls transferts superficiels qui limitent la capacité de stockage. Dans l'autre cas, étudié notamment par Gröber [3], on considère les limitations imposées par la conduction normale à la paroi (λ_y fini, $\lambda_x = 0$), le coefficient superficiel de transfert α étant infini. On trouve alors que pour une période donnée et pour une plaque dont les caractéristiques sont fixées, il existe une épaisseur optimale pour laquelle l'énergie stockée, par unité de surface d'échange, est maximale.

On a voulu réexaminer ici ce que deviennent ces limitations lorsqu'on prend simultanément en compte les effets imposés par une conduction normale finie (λ_y fini et constant) et par des transferts superficiels limités (α fini mais pouvant être non uniforme). On considère pour cela des éléments ayant la forme de plaque, de cylindre plein ou de sphère.

On se place dans l'hypothèse d'un transfert monodimensionnel (direction $0y$) et dans le cas de caractéristiques thermophysiques (λ et $c\rho$) indépendantes de la température. On suppose pour commencer que le coefficient de transfert superficiel α est uniforme (éléments de plaque ou de cylindre de faible étendue dx dans la direction de l'écoulement $0x$). On examinera ensuite le cas de plaques étendues selon $0x$ et pour lesquelles α est fonction de x .

I. ELEMENTS DE FORME SIMPLE A COEFFICIENT SUPERFICIEL α UNIFORME EN REGIME SINUSOIDAL (FIG. 2)

On s'intéresse simplement au régime périodique établi dans les éléments représentés sur la Fig. 2. La

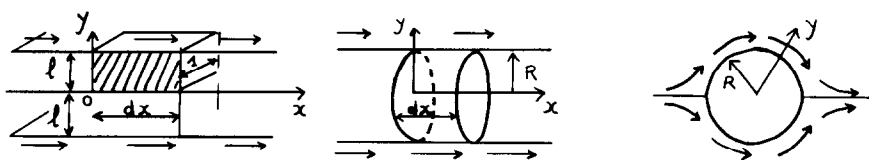


FIG. 2. Eléments de forme simple (plaque, cylindre, sphère).

Position du problème

L'étude des transferts de chaleur périodique entre un matériau et un fluide en écoulement a été abordée par un certain nombre d'auteurs et notamment à propos des régénérateurs. La plupart des études se fondent sur des hypothèses simplificatrices portant soit sur la conductivité du matériau, soit sur les transferts superficiels. Le plus souvent on considère des matériaux à résistance interne négligeable, c'est-à-dire pour lesquels le coefficient de conductivité λ_y dans la direction normale à la paroi serait infini, le coefficient superficiel de transfert α étant fini [1], [2]; on suppose par ailleurs que le phénomène est unidirectionnel, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de con-

température (ou l'énergie interne) en tout point du solide est la somme d'un terme moyen T_m (ou U_m) et d'un terme sinusoidal: $\theta_s = \theta(y) \sin[\omega t - \phi(y)]$ (ou U_s). On recherche θ_s en introduisant la température complexe $\bar{\theta}_s = \bar{\theta}(y)e^{i\omega t}$ dont θ_s est la partie imaginaire. $\bar{\theta}(y)$ est alors solution du système:

$$(S) \begin{cases} \frac{d}{dy} \left[\lambda A(y) \frac{d\bar{\theta}}{dy} \right] - i\omega c\rho A(y) \bar{\theta} = 0 \\ y = 0 \quad \frac{d\bar{\theta}}{dy} = 0 \\ y = \delta - \lambda \frac{d\bar{\theta}}{dy} = \alpha(\bar{\theta} - T) \end{cases}$$

avec:

$$\delta = \begin{matrix} \text{plaque} & \text{cylindre} & \text{sphère} \\ l & R & R \\ A(y) = 1 \times dx & 2\pi y dx & 4\pi y^2. \end{matrix}$$

En introduisant les paramètres adimensionnels

$$y^+ = \frac{y}{\delta}, \quad \beta = \delta \left(\frac{\pi}{\kappa\tau} \right)^{1/2} = \left(\frac{\pi}{Fo} \right)^{1/2} \quad \text{où} \quad Fo = \frac{\kappa\tau}{\delta^2}$$

est le nombre de Fourier ($\kappa = \lambda/c\rho$)

$$\gamma = \frac{\alpha}{(\lambda c\rho)^{1/2}} \left(\frac{\tau}{\pi} \right)^{1/2} = Bi \left(\frac{Fo}{\pi} \right)^{1/2} \quad \text{où} \quad Bi = \frac{\alpha\delta}{\lambda}$$

est le nombre de Biot.

On obtient pour $\bar{\theta}(y)$ les expressions suivantes:

$$\begin{aligned} \bar{\theta}(y) &= T \times \frac{\gamma \operatorname{ch}[\beta(1+i)y^+]}{(1+i) \operatorname{sh} \beta(1+i) + \gamma \operatorname{ch} \beta(1+i)} && \text{pour la plaque} \\ \bar{\theta}(y) &= T \times \frac{\gamma J_0[\beta(2)^{1/2} i^{3/2} y^+]}{\gamma J_0[\beta(2)^{1/2} i^{3/2}] - 2^{1/2} i^{3/2} J_1[\beta(2)^{1/2} i^{3/2}]} && \text{pour le cylindre} \\ \bar{\theta}(y) &= T \times \frac{1}{y^+} \times \frac{\gamma \operatorname{sh}[\beta(1+i)y^+]}{\left(\gamma - \frac{1}{\beta} \right) \operatorname{sh} \beta(1+i) + (1+i) \operatorname{ch} \beta(1+i)} && \text{pour la sphère.} \end{aligned}$$

A partir de $\bar{\theta}(y)$, on trouve l'énergie interne complexe

$$\bar{U}_\delta = \int_0^\delta c\rho \bar{\theta}(y) A(y) dy$$

qui fournit la quantité de chaleur stockée $Q = 2|\bar{U}_\delta|$ dans le volume V .

L'expression de Q peut se mettre sous la forme: $Q = 2c\rho VTQ^+(\beta, \gamma)$ $Q^+(\beta, \gamma)$ est une fonction sans dimension dépendant des seuls paramètres fondamentaux β et γ . Elle représente le taux d'utilisation du matériau.

Pour les trois géométries nous avons représenté ce taux en traits pleins sur les Figs. 3-5.

Ces courbes montrent que la capacité calorifique sera d'autant mieux utilisée que β sera petit et γ grand. On peut dire que ces deux paramètres fixent les limitations aux possibilités de stockage. Celles-ci dépendent simultanément des phénomènes de conduction dans le matériau, de la convection superficielle et de la durée limitée τ du cycle. Il faut

souligner à propos de cette durée un point très important: même avec des transferts superficiels médiocres ou des matériaux peu conducteurs, on pourra obtenir un stockage de qualité si la période du phénomène τ est suffisante [$(1/\beta$ et γ sont proportionnels à $(\tau)^{1/2}$].

Par ailleurs, il nous a paru intéressant de comparer ces résultats à ceux que l'on obtiendrait dans l'hypothèse classique d'un matériau isotherme ($\lambda y \rightarrow \infty$). Dans ce cas, l'équation du système s'écrit très simplement:

$$c\rho V i \omega \bar{\theta} = \alpha(T - \bar{\theta})S$$

V étant le volume du matériau et S la surface d'échange.

On obtient alors, pour l'énergie stockée, une expression simplifiée:

$$Q_{is} = 2c\rho VTQ_{is}^+.$$

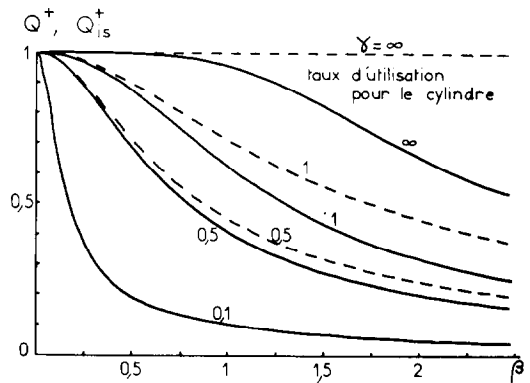


FIG. 4.

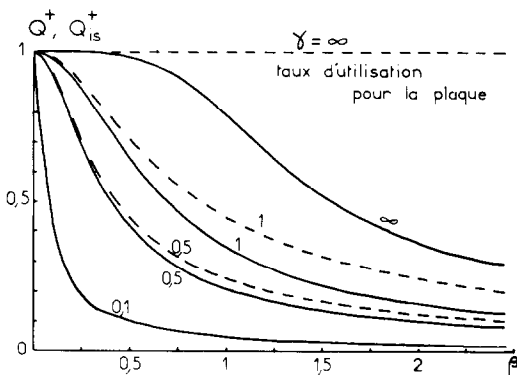


FIG. 3.

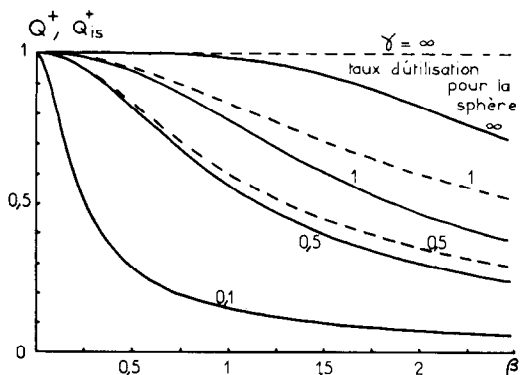


FIG. 5.

Cette fois Q_{is}^+ ne dépend plus que du seul rapport $\beta/\gamma = (\pi/\tau)(\delta c\rho/\alpha)$ indépendant de la conductivité du milieu.

On trouve

$$Q_{is}^+ = \frac{1}{\left(1+k\frac{\beta^2}{\gamma^2}\right)^{1/2}}$$

avec

$$k = \begin{cases} 4 \text{ pour la plaque} \\ 1 \text{ pour le cylindre} \\ 4/9 \text{ pour la sphère.} \end{cases}$$

Naturellement, dans le cas où le coefficient d'échange α devient infini, on trouve le cas limite $Q_{is}^+ = 1$ (soit $Q_{is} = 2c\rho VT$).

Sur les Figs. 3-5 nous avons tracé en pointillé cette fonction, et la comparaison des courbes Q^+ et Q_{is}^+ montre précisément la limitation de l'hypothèse d'isothermicité pour les trois géométries.

Lorsque γ est faible, le domaine de validité couvre un grand domaine de β . Ce dernier diminue au fur et à mesure que γ augmente. Pour de fortes valeurs simultanées de β et γ les effets de conduction et de convection peuvent devenir très importants et limiter notablement le taux d'utilisation.

Enfin la Fig. 6 permet de comparer les trois géométries quand on passe de la plaque au cylindre et à la sphère et pour les mêmes paramètres β et γ on constate que: le taux d'utilisation Q^+ augmente; le calcul approché Q_{is} est de plus en plus valable.

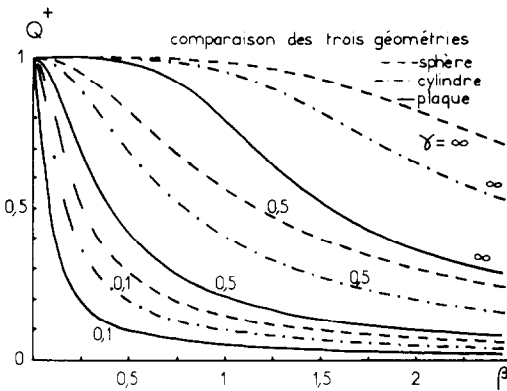


FIG. 6.

Ces résultats montrent que les conditions optimales de stockage $Q^+ \rightarrow 1$ seraient obtenues pour des matériaux de très faibles épaisseurs ($\beta \rightarrow 0$) et des γ les plus grands possibles. L'utilisation de matériaux très divisés n'est pas toujours envisageable en raison de l'augmentation très rapide des pertes de charge. C'est pourquoi nous avons considéré un autre aspect important de la question en nous intéressant à la quantité de chaleur stockée q par unité de surface d'échange. On sait que la surface d'échange fixe les pertes de charge et constitue une des données

importantes dans la conception d'un système. On obtient:

$$q = T(\lambda c\rho)^{1/2}(\tau)^{1/2}f(\beta, \gamma).$$

L'énergie stockée par unité de surface d'échange est donc directement proportionnelle à l'amplitude des oscillations de température du fluide T , à l'effusivité du matériau $(\lambda c\rho)^{1/2}$, à la racine carrée de la période τ et à la fonction $f(\beta, \gamma)$, sans dimension.

L'étude de $f(\beta, \gamma)$ pour les trois géométries considérées montre que, à γ constant f présente un maximum ou atteint un palier pour une valeur β_{opt} qu'il est inutile de dépasser. Dans cette hypothèse ($\gamma = cte$) le stockage d'énergie par unité de surface d'échange, sera maximum pour une dimension δ_{opt} telle que: $\delta_{opt} = (\kappa\tau/\pi)^{1/2}\beta_{opt}$.

Les Figs. 7-9 illustrent ce phénomène. Elles donnent $f(\beta, \gamma)$ pour les trois géométries. On

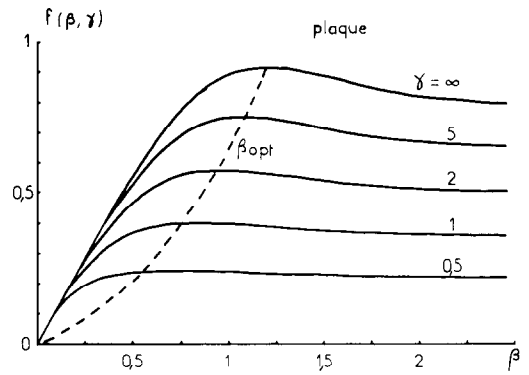


FIG. 7.

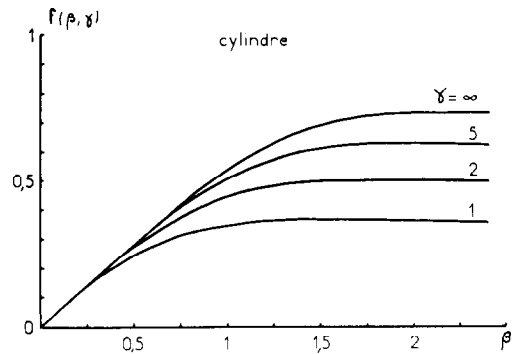


FIG. 8.

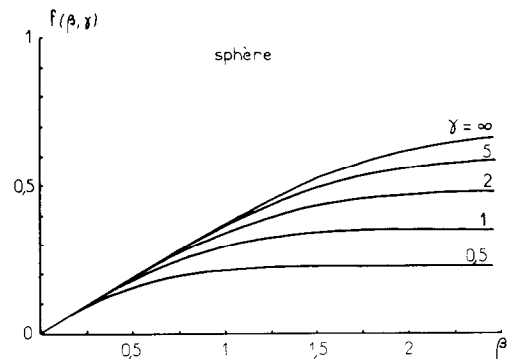


FIG. 9.

constate que le maximum de $f(\beta, \gamma = cte)$ est d'autant plus grand que γ est grand et on retrouve pour $\gamma \rightarrow \infty$ la valeur $\beta_{opt} = 1,2$ trouvée par Gröber pour une plaque.

II. CAS D'UNE PLAQUE DE GRANDE LONGUEUR ET DE LARGEUR UNITE EN REGIME SINUSOIDAL (FIG. 10)

Il nous a paru intéressant de voir ce que deviennent ces résultats pour une plaque de grande longueur X dans le sens de l'écoulement α étant une fonction de x . Cette plaque est isolée sur sa face inférieure. Nous nous plaçons dans le cas où la vitesse du fluide caloporteur est suffisante pour que le temps de parcours d'une particule sur la longueur L soit négligeable devant la période τ . (C'est pratiquement toujours le cas.)

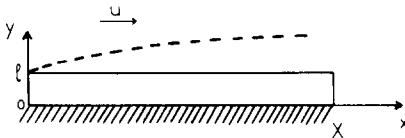


FIG. 10.

Ainsi, on pourra considérer que les lois de la convection en régime permanent sont pratiquement valables.

Les lois de variations de $\alpha(x)$ peuvent être approchées en prenant celles bien connues d'une plaque plane en écoulement permanent, la vitesse au loin étant u . On a donc:

$$Nu(x) = F[Re(x), Pr]$$

ou encore

$$Bi(x) = \frac{\lambda_f l}{\lambda x} F[Re(x), Pr].$$

La température caractéristique du fluide servant à définir α est la température au loin, soit:

$$T_f = T_m + T \sin \omega t.$$

Le calcul de la chaleur stockée se fait encore en négligeant la conduction axiale ($\lambda_x = 0$) et en intégrant entre 0 et X les résultats obtenus précédemment.

L'énergie interne complexe pour l'élément situé entre x et $x+dx$ est une fonction de x par l'intermédiaire de $\alpha(x)$; nous la noterons $\tilde{U}(x)dx$. On en déduit l'énergie interne complexe \tilde{U}_x pour l'ensemble de la plaque entre 0 et X .

$$\tilde{U}_x = \int_0^x \tilde{U}(x) dx$$

dont on tire la chaleur stockée:

$$Q_x = 2|\tilde{U}_x|$$

et le taux d'utilisation

$$Q_x^+ = \frac{Q_x}{2c\rho X l T}$$

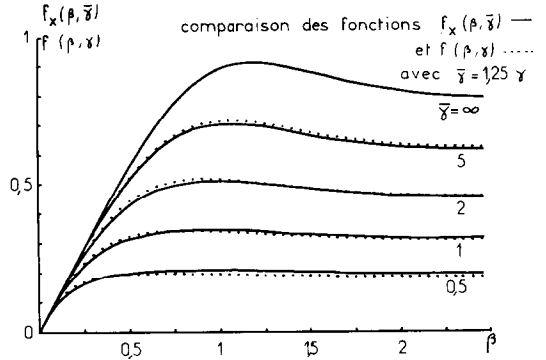


FIG. 11.

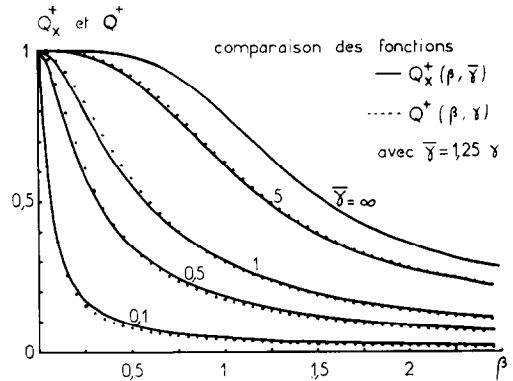


FIG. 12.

L'expression donnant Q_x est assez semblable à celle trouvée précédemment pour q

$$Q_x = T(\lambda c\rho)^{1/2}(\tau)^{1/2} X f_x(\beta, \bar{\gamma})$$

cependant $f_x(\beta, \bar{\gamma})$ est différent de $f(\beta, \gamma)^*$ et la nouveau paramètre $\bar{\gamma}$ qui se substitue à γ est défini par:

$$\bar{\gamma} = \frac{\overline{Bi}}{\beta} \text{ avec } \overline{Bi} = \frac{1}{X} \int_0^X \frac{\alpha(x)l}{\lambda} dx.$$

Les Figs. 11 et 12 donnent en traits pleins les courbes $f_x(\beta, \bar{\gamma})$ et $Q_x^+(\beta, \bar{\gamma})$ pour une loi laminaire:

$$\bar{\gamma} = 2/3 Pr^{1/3} \lambda_f \left(\frac{\tau}{\pi \lambda c\rho} \right)^{1/2} \left(\frac{u}{vX} \right)^{1/2}$$

On constate qu'elles ont même allure que celles trouvées pour γ uniforme. Il existe encore un β_{opt} pour lequel Q_x est maximale.

On peut noter enfin que ces courbes se confondent presque avec les courbes en pointillés représentant $f(\beta, \gamma)$ et $Q^+(\beta, \gamma)$ pour un γ uniforme égal à $\bar{\gamma}/1,25$.

III. CAS D'UNE LOI PERIODIQUE—EXEMPLE DE L'ELEMENT DE PLAQUE AVEC α UNIFORME

Les résultats précédemment établis peuvent s'étendre sans difficultés à tout régime périodique.

Nous avons choisi à titre d'illustration d'examiner le comportement d'un élément de plaque lorsque le

*cf. Annexe.

fluide suit une loi périodique de période τ .

$$T_f = \begin{cases} 2T \sin(2\pi t/\tau) & \text{pour } 0 \leq t/\tau \leq 1/2 \\ 0 & \text{pour } 1/2 \leq t/\tau \leq 1 \dots \end{cases}$$

L'analyse harmonique conduit au développement :

$$T_f = 2T \left[\frac{1}{\pi} + \frac{1}{2} \sin \omega t - \frac{2}{\pi} \sum_1^{\infty} \frac{\cos 2n\omega t}{4n^2 - 1} \right]$$

et la réponse en régime thermique établi devient cette fois :

$$\theta(y^+, t) = 2T \left[\frac{1}{\pi} + \frac{A_1}{2} \sin(\omega t - \psi_1) - \frac{2}{\pi} \sum_1^{\infty} \frac{A_{2n}}{4n^2 - 1} \cos(2n\omega t - \psi_{2n}) \right]$$

avec

$$\begin{cases} A_p = |\bar{\theta}_p| \text{ et } \psi_p = -\text{Arg} \bar{\theta}_p \\ \bar{\theta}_p = \frac{\gamma \text{ch} \beta(p)^{1/2} (1+i) y^+}{p^{1/2} (1+i) \text{sh} \beta(p)^{1/2} (1+i) + \gamma \text{ch} \beta(p)^{1/2} (1+i)} \end{cases}$$

β et γ étant définis sur la période fondamentale $\tau = 2\pi/\omega$.

L'énergie stockée par unité de surface s'obtient alors sous la forme :

$$Q = \int_{\phi \geq 0} \phi(t) dt$$

ϕ étant la densité de flux de chaleur à la surface.

Là encore on peut écrire Q sous la forme :

$$Q = 2c\rho VTQ_0^+(\beta, \gamma)$$

de même, on peut définir une fonction $f_0(\beta, \gamma)$ analogue à $f(\beta, \gamma)$ introduite en I et écrire :

$$Q = q = T(\lambda c\rho)^{1/2} (\tau)^{1/2} f_0(\beta, \gamma).$$

Nous avons tracé sur les Figs. 13 et 14 les fonctions $f_0(\beta, \gamma)$ et $Q_0^+(\beta, \gamma)$ en traits pleins ainsi que les fonctions $f(\beta, \gamma)$ et $Q^+(\beta, \gamma)$ correspondant à un signal sinusoïdal de même fréquence que le fondamental (courbes en pointillés).

La comparaison de ces deux types de fonctions montre clairement que le comportement énergétique global de la plaque est très peu affecté par la présence d'harmoniques. En particulier, pour ce

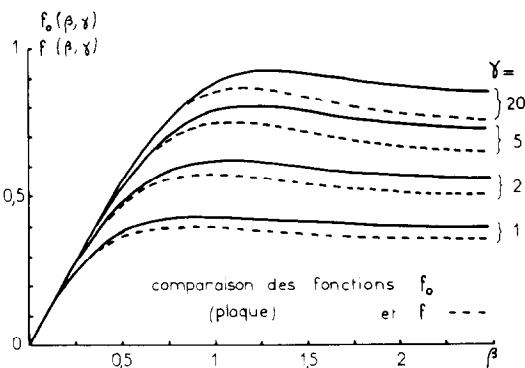


FIG. 13.

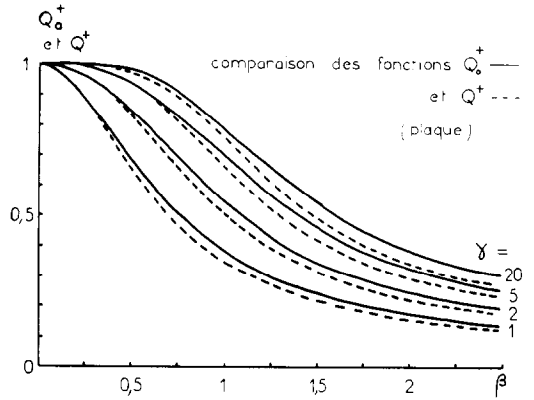


FIG. 14.

signal périodique, il existe un β_{opt} , donc une optimisation de l'épaisseur. La valeur de β_{opt} diffère très peu de celle correspondant au seul fondamental (elle lui est légèrement supérieure). On observe en outre que la qualité du stockage est améliorée les fonctions f_0 et Q_0^+ étant un peu supérieures à f et Q^+ .

Cependant, l'évolution temporelle du flux $\phi(t)$ en paroi peut présenter une allure très tourmentée. Nous en donnons quelques exemples sur la Fig. 15 et, contrairement au cas du régime purement sinusoïdal, les temps de stockage et de destockage ne sont plus égaux.

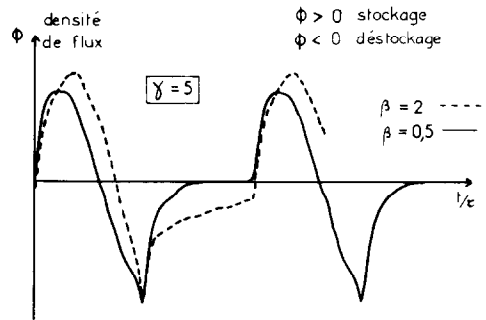


FIG. 15.

IV. CAS D'UN FONCTIONNEMENT NON PERIODIQUE

Les résultats précédents montrent que si l'on s'intéresse à l'énergie stockée par unité de surface d'échange il existe, dans l'hypothèse d'un fonctionnement périodique, une optimisation des épaisseurs. Dans le cas d'un fonctionnement non périodique, la décomposition par analyse de Fourier du signal de température en signaux sinusoïdaux est toujours possible. Il est cependant illusoire d'espérer une optimisation pour l'ensemble de la bande de fréquence, tout au plus, pourra-t-on optimiser l'épaisseur pour la fréquence moyenne. Dans le cas où le fonctionnement est purement aléatoire, on ne pourra optimiser que pour les conditions moyennes de fonctionnement fournies par l'analyse statistique des signaux.

Pour terminer, nous avons voulu examiner ce que devient l'énergie stockée dans une plaque initialement à température nulle et soumise à un échelon de température $2T$. On suppose que les échanges superficiels sont infinis et que l'épaisseur de la plaque a été optimisée pour un signal sinusoïdal de période τ soit γ infini $\beta_{\text{opt}} = 1, 2$ et $Q^+ \approx 0,7$.

Le calcul de l'énergie stockée dans la plaque soumise à cet échelon est élémentaire il conduit au bout du temps $t = \tau/2$ (durée de la phase de stockage dans le cas du signal périodique) à l'expression approchée:

$$Q_e \approx 2c\rho l T \left[1 - \frac{8}{\pi^2} \exp\left(-\frac{\kappa\pi^2}{8l^2} \tau\right) \right]$$

soit un taux d'utilisation

$$Q_e^+ = Q_e/2c\rho l T = 1 - \frac{8}{\pi^2} \exp\left(-\frac{\kappa\pi^2}{8l^2} \tau\right).$$

Compte-tenu de

$$\beta_{\text{opt}} = \left(\frac{\pi}{\kappa\tau}\right)^{1/2} \quad l = 1, 2$$

on trouve

$$Q_e^+ \approx 0,94.$$

Le taux d'utilisation est donc nettement supérieur. Les conditions de fonctionnement périodiques sinusoïdales sont donc plus contraignantes. Il est probable que si l'on poursuivait les calculs en considérant une suite alternée d'échelons d'amplitude $\pm 2T$ et de durée $\tau/2$ on tendrait vers une valeur de Q_e^+ voisine de 0,7. Ceci montre l'intérêt de l'étude de la réponse à un signal périodique par rapport à celle d'un signal échelon plus souvent abordée par d'autres auteurs.

CONCLUSION

Les résultats montrent de manière claire les limitations couplées qu'apportent les transferts superficiels, la conduction interne et la durée limitée du cycle stockage-déstockage. Ils doivent permettre une optimisation plus précise des systèmes de stockage. L'étude fait ressortir notamment le rôle fondamental que jouent dans la cinétique des transferts, les groupes sans dimension β et γ pour le stockage par chaleur sensible. Elle précise notamment les domaines où ces limitations doivent être prises en considération, leur incidence sur l'énergie stockée et l'optimisation des épaisseurs qu'elles

impliquent. Cette optimisation se retrouve dans le cas plus général du stockage par chaleur sensible dans des éléments plans de grande étendue avec des conditions de transfert superficiel non uniformes, ainsi que dans le cas d'un signal périodique non sinusoïdal.

Remerciements—Cette étude a été menée grâce au concours du Centre National de la Recherche Scientifique (A.T.P. Mécanique et Thermodynamique) à qui nous adressons nos sincères remerciements.

REFERENCES

1. E. M. Sparrow et F. N. de Farias, Unsteady heat transfer in ducts with time-varying inlet temperature and participating walls, *Int. J. Heat Mass Transfer* **11**(5), 837-853 (1968).
2. J. Kern, On the average transfer coefficients in periodic heat exchange. Solid with negligible thermal resistance, *Int. J. Heat Mass Transfer* **19**(8), 869-878 (1976).
3. H. Grober, S. Erk et U. Grigull, *Die Grundgesetze der Waermeuebertragung*. Springer, Berlin (1963).
4. F. W. Schmidt et J. Szego, Transient response of solid sensible heat thermal storage units single fluid, *J. Heat Transfer* **98C**(3), 471-477 (1976).
5. F. W. Schmidt, R. R. Somers, J. Szego et D. H. Laananen, Design optimization of a single fluid, solid sensible heat storage unit, *J. Heat Transfer* **99C**(2), 174-179 (1977).
6. J. Szego et F. W. Schmidt, Experimental investigation of a solid sensible heat thermal storage unit, in *The Sixth International Heat Transfer Conference*, Toronto, Canada (1978).

ANNEXE

Dans le cas où le coefficient d'échange est uniforme, on obtient pour l'énergie interne complexe sur une plaque de surface unité

$$\tilde{U} = c\rho l T \frac{\gamma}{\beta(1+i)} \frac{\text{th} \beta(1+i)}{\gamma + (1+i) \text{th} \beta(1+i)}$$

d'où l'on déduit:

$$Q^+ = \frac{|\tilde{U}|}{c\rho l T} \quad \text{et} \quad f(\beta, \gamma) = \frac{2\beta}{(\pi)^{1/2}} Q^+.$$

Dans le cas de l'écoulement laminaire considéré on obtient, avec une plaque plane de longueur X et de largeur unité, l'expression:

$$\tilde{U}_X = c\rho l X T \frac{\bar{\gamma}}{2\beta i} \left\{ 1 - \frac{\bar{\gamma}}{2(1+i) \text{th} \beta(1+i)} \times \ln \left[1 + \frac{2(1+i) \text{th} \beta(1+i)}{\bar{\gamma}} \right] \right\}$$

d'où l'on déduit encore:

$$Q_X^+ = \frac{|\tilde{U}_X|}{c\rho l X T} \quad \text{et} \quad f_X(\beta, \bar{\gamma}) = \frac{2\beta}{(\pi)^{1/2}} Q_X^+.$$

PERIODIC STORAGE BY SENSIBLE HEAT—FUNDAMENTAL ASPECTS IN RELATION WITH THE KINETIC OF TRANSFERS*

Abstract—This paper concerns the kinetics of transfer between a heat carrier fluid and a storage material. We have taken into account the conduction within the material, the finite convective heat transfer, and the limited time of cycle. Results obtained for single geometric elements, assuming a sinusoidal regime, are presented. The dependence of energy storage on adimensional groups is emphasized for the optimal choice of characteristics of these elements. Furthermore the evolution of these results has been studied in the case of a long plate, and also in the case of a non sinusoidal periodic law.

*A complete English translation of this article may be obtained from the authors.

PERIODISCHE SPEICHERUNG DURCH FÜHLBARE WÄRME-
GRUNDASPEKTE IM ZUSAMMENHANG MIT DER KINETIK DER
ÜBERTRAGUNG

Zusammenfassung—Diese Arbeit betrifft die Kinetik der Übertragung zwischen einem Wärmeträgerfluid und einem Speichermaterial. Wir haben die Wärmeleitung im Material, den endlichen konvektiven Wärmeaustausch und die begrenzte Zykluszeit in betracht gezogen. Die Ergebnisse für einzelne geometrische Elemente unter der Annahme eines sinusförmigen Vorganges werden angegeben. Die Abhängigkeit der Energiespeicherung von dimensionslosen Kennzahlen wird für die optimale Auswahl der Eigenschaften dieser Elemente hervorgehoben. Weiterhin wurde die Entwicklung der Ergebnisse im Falle einer langen Platte untersucht und auch im Falle eines nicht sinusförmigen periodischen Verlaufes.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТЕПЛОСОДЕРЖАНИЯ ДЛЯ ПЕРИОДИЧЕСКОГО
АККУМУЛИРОВАНИЯ ЭНЕРГИИ. ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ АСПЕКТЫ КИНЕТИКИ
ПЕРЕНОСА

Аннотация— В статье рассматривается кинетика переноса между жидким теплоносителем и материалом аккумуляторных батарей. Учитывается теплопроводность материала, конвективный теплоперенос и предельное время цикла. Представлены результаты, полученные для единичных геометрических элементов в предположении наличия синусоидального режима. Для оптимального выбора характеристик данных элементов подчеркивается важность зависимости количества аккумулированной энергии от безразмерных комплексов. Кроме того, исследована эволюция этих результатов применительно к случаю пластины большой длины, а также при наличии несинусоидального периодического режима.