

Comparaison des fonctions de transfert d'un stockage en régime périodique pour trois géométries fondamentales. Exemples d'optimisation*

B. BOUROUGA† et B. FOURCHER

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

(Reçu le 28 Mars 1984 et sous forme modifiée le 29 Octobre 1984)

Résumé—L'analyse du comportement d'un stock par chaleur sensible est abordée sous l'aspect de la réponse périodique. La température de sortie est obtenue après résolution de l'équation de transfert couplée à celle de diffusion dans le solide. On présente les résultats théoriques d'une comparaison des fonctions de transfert pour trois dispositions classiques du matériau. Dans la première configuration, le fluide caloporteur circule dans des canaux rectangulaires disposés entre des plaques. Pour la seconde, le matériau occupe l'espace entre des tubes cylindriques équirépartis. Le dernier cas est un empilement de billes sphériques balayées par le fluide caloporteur. On montre que l'on peut définir, pour chaque cas, une disposition optimale du matériau. Il apparaît, sur quelques exemples, que l'on obtient (pour des amortissements de température importants) des performances du stock indépendantes de sa géométrie et du fluide caloporteur.

1. INTRODUCTION

BEAUCOUP de travaux ont été entrepris dans le domaine du stockage de l'énergie solaire. Dans l'un d'eux [1], au moyen de la réponse harmonique (analyse de Fourier), il a été montré qu'on pouvait 'filtrer' une puissance périodique discontinue et en extraire une puissance moyenne continue (solution adaptée à un régime périodique établi dans une installation destinée à travailler en permanence). Le rôle de filtre est attribué à un stockage à plaques fonctionnant par chaleur sensible. Dans ce cas de figure (plaques parallèles), les coefficients d'échanges ainsi que les pertes de charge ont fait l'objet, en régime permanent, d'études nombreuses et éprouvées. Pour effectuer leur modélisation, Fourcher et Saint Blanquet [1] ont extrapolé ces données au régime périodique. Leurs solutions théoriques sont confirmées par une étude expérimentale dont les premiers résultats ont été présentés à la 7e Conférence Internationale sur les Transferts de Masse et de Chaleur à Munich.

Assurés sur un module à plaques du recouplement satisfaisant des résultats théoriques et expérimentaux, il nous a paru intéressant de comparer d'un point de vue théorique le comportement de différentes géométries de stockage, à savoir les modules à plaques, à billes et à canaux cylindriques (Fig. 1).

Pour un système à plaques, il a été démontré [2] qu'à pertes de charge données, il est possible de définir une épaisseur avantageuse des plaques. De la même manière, on pourra montrer qu'il existe, pour un

encombrement fixé du stock à billes, une configuration optimale de la taille des grains. On adoptera la même démarche pour un stock à canaux cylindriques.

Il convient de souligner que, si les lois d'échanges et de pertes de charge sont bien connues pour les configurations plaques et cylindres, il n'en va pas de même pour le cas de billes, ceci malgré la quantité importante de travaux effectués sur cette dernière géométrie. Le grand nombre de paramètres intervenant explique la dispersion des résultats d'un auteur à un autre. En définitive, on pourra adopter sans risque des lois d'échange type Colburn et de pertes de charge type Blasius pour les géométries plane et cylindrique; quant aux lois dans les lits de billes, nous retiendrons celles qui nous paraissent les plus usuelles au regard de notre étude bibliographique.

Remarquons aussi que, si la comparaison théorique de ces différents cas de figure suppose le choix préalable du même matériau de stockage, on peut, dans la pratique, être conduit à des situations peu réalistes. Par exemple, si l'on choisit du béton, il est clair qu'il est possible, voire peu coûteux, de concevoir un stockage à plaques ou à canaux cylindriques. Par contre, on peut s'interroger sur l'opportunité d'utiliser ce matériau sous forme sphérique (à moins que, dans la pratique, on ne pense à des galets en pierre ayant à peu près le même diamètre moyen et dont les caractéristiques thermophysiques soient voisines de celles du béton). On serait dans la même situation si l'on utilisait de l'alumine (cas des petits stockages) qui existe aussi bien sous forme de brique que de billes, mais la configuration cylindrique n'est pas envisageable du fait que sa réalisation nécessite un moulage dont le prix pourrait être prohibitif.

Pour intéressant qu'il soit, nous avons estimé que cet

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

† Détaché de l'Université d'Annaba, Algérie.

NOMENCLATURE

a_s	diffusivité du solide, $\lambda_s/(C\rho)_s$ [$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$]	t	temps [s]
b	éffusivité du solide, $\sqrt{\lambda_s(C\rho)_s}$ [$\text{W s}^{1/2} \text{m}^{-2} \text{K}^{-1}$]	$T\left(x, \frac{r}{y}\right)$	température du fluide dans le stock [K]
Bi	nombre de Biot : $\alpha l/\lambda_s$ (plaques), $\alpha R/\lambda_s$ (billes), $\alpha(r_e - r_i)/\lambda_s$ (cylindres)	T_o	amplitude des fluctuations de température du fluide à l'entrée [K]
C_f	chaleur massique du fluide [$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$]	u	vitesse interstitielle dans le stock [m s^{-1}]
D	diamètre de bille [m]	V	volume total du stock [m^3]
d_H	diamètre hydraulique de la section de stock [m]	V_s	volume du solide [m^3]
H_m	enthalpie maximum à l'entrée, $T_o \dot{m} C_f (\tau/\pi)$ [J]	v	vitesse d'approche, uP [m s^{-1}]
i	$\sqrt{-1}$	x^*	coordonnée axiale réduite, x/L
\mathcal{I}_m	partie imaginaire	y^*	coordonnée transversale réduite pour le solide, y/l
$2l$	épaisseur d'une plaque [m]		
$2l'$	distance entre deux plaques [m]		
L	longueur de stock [m]		
\dot{m}	débit-masse du fluide [kg s^{-1}]		
N	nombre de canaux (plans ou cylindriques)		
Nu	nombre de Nusselt : $4\alpha l'/\lambda_f$ (plaques), $2\alpha r_i/\lambda_f$ (cylindres), $\alpha D/\lambda_f$ (billes)		
Nu_{ss}	nombre de Nusselt d'une sphère seule dans un écoulement		
P	$1 - \frac{V_s}{V} = \frac{l'}{l' + l}$ (plaques), $(r_i/r_e)^2$ (cylindres), 0.4 (billes)		
Pe	nombre de Peclet, $Re.Pr$		
Pr	$\frac{v}{a_f}$ nombre de Prandtl		
Q	débit volumétrique de fluide [$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$]		
Re	nombre de Reynolds : $4ul'/v$ (plaques), vD/v (billes), $2ur_i/v$ (cylindres)		
\mathcal{R}_e	partie réelle		
R	rayon de la bille [m]		
r^*	coordonnée sphérique réduite pour le cas bille, et cylindrique réduite pour le cas cylindrique : r/R (billes), $r/(r_e - r_i)$ (cylindres)		
r_i	rayon intérieur du canal cylindrique [m]		
r_e	rayon extérieur du canal cylindrique [m]		
S	surface totale d'échange : $2NL\sqrt{S_o}$ (plaques), $2N\pi r_i L$ (cylindres), $6(1 - P)V/D$ (billes)		
S_o	section du stock, V/L [m^2]		
St	nombre de Stanton, $Nu/Re.Pr$		
St^*	$St \frac{S}{PS_o} = \frac{\alpha S}{\dot{m} C_f}$ (dans les 3 cas)		

Symboles grecs

α	coefficient d'échange thermique
β	$l \sqrt{\frac{\pi}{a_s \tau}}$ (plaques), $(r_e - r_i) \sqrt{\frac{\pi}{a_s \tau}}$ (cylindres), $R \sqrt{\frac{\pi}{a_s \tau}}$ (billes)
$\tilde{\beta}$	$\beta(1 + i)$
γ	Bi/β
θ	température dans le solide [K]
λ_f	conductivité thermique du fluide [$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$]
λ_s	conductivité thermique du solide [$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$]
ν	viscosité cinématique [$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$]
ξ	déphasage du fluide en sortie [rad]
ρ_f	masse volumique du fluide [kg m^{-3}]
τ	période [s]
τ^*	$\tau u/L$
χ	fonction d'amortissement, $e^{-\chi}$
ψ_f	phase de la température du fluide [rad]
ψ_s	phase de la température du solide [rad]
ψ_o	phase de la puissance échangée
μ	viscosité dynamique.

Indices

b	bille
c	cylindre
p	plaque
s	solide
f	fluide.

aspect du problème lié à des considérations économiques difficiles à cerner sortait du cadre de cet article.

Les trois configurations qu'on se propose de comparer permettent, par symétrie, de réduire le problème à celui d'un élément simple : c'est-à-dire celui d'une demi-plaque (demi-épaisseur) isolée sur une face

et léchée par un fluide sur l'autre, d'une bille entièrement en contact avec le fluide caloporteur, et d'un cylindre isolé à l'extérieur et parcouru à l'intérieur par un fluide. La température d'entrée du stock de fluide caloporteur sera de la forme $(T_1 + T_o \sin \omega t)$. L'analyse de Fourier permet de remonter à toute forme de signal périodique.

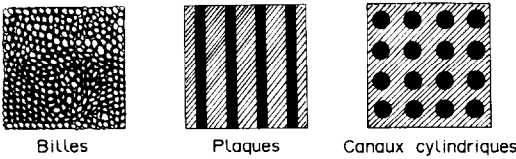


FIG. 1. Les trois cas de figure à comparer.

Les comparaisons effectuées porteront sur quelques cas particuliers suffisamment représentatifs. Il n'est pas envisageable, en effet, de considérer un balayage du problème en paramètres adimensionnels. Les cas d'illustration sont choisis suffisamment éloignés entre eux pour que leur étude puisse conduire à des conclusions de portée quasi générale.

2. HYPOTHESES GENERALES DE CALCUL

(1) Les caractéristiques du fluide et du matériau de stockage sont prises constantes et uniformes. Cela suppose des matériaux homogènes et isotropes.

Dans le cas de variations assez importantes de la température, le problème devient non-linéaire. En effet, les caractéristiques thermophysiques, le coefficient d'échange et la vitesse d'écoulement dépendent de la température. Mais récemment Quentel [3] a montré que les effets de non-linéarité s'amortissent le long du stock et qu'à la sortie de ce dernier, le résultat est pratiquement le même que dans le cas où l'on prend des caractéristiques constantes relatives au niveau moyen de température.

(2) On néglige le transfert de chaleur par conduction dans la direction de l'écoulement tant dans le matériau solide que dans le fluide caloporteur.

Cette hypothèse est parfaitement justifiée dans le matériau solide [2]. Dans le fluide caloporteur, cette hypothèse est évident pour des régimes turbulents. Pour des régimes laminaires, on admet ce résultat si $Pe > 100$ (condition non contraignante en pratique).

(3) L'interaction solide-fluide est traitée en introduisant en chaque section droite un coefficient d'échange α constant et uniforme.

La validité de cette analyse a été vérifiée [2] sur un module à plaques, tant en régime laminaire qu'en régime turbulent — tout au moins en ce qui concerne les bilans d'énergie.

(4) Pour l'équation de conservation de l'énergie, nous utiliserons la température de mélange du fluide dans une section droite.

Cette hypothèse est couramment admise dans la mesure où l'on suppose un régime d'écoulement turbulent établi. Pour les régimes laminaires, elle a été également justifiée [5] dans le cas de régime thermique périodique.

(5) Dans le cas du stock à billes, on supposera que la porosité P est uniforme et que les effets de paroi sont négligeables(*). On prendra $P = 0,40$, cas des empilements exécutés de façon 'régulière au hasard'. En

pratique, la porosité augmente au voisinage de la paroi et, dans ce cas, en prenant P uniforme, on surestime les pertes de charge et le coefficient d'échange. Cependant l'hypothèse reste valable pour $d_H/D \geq 10$ [4].

3. EQUATIONS DES DIFFERENTS SYSTEMES

En régime périodique établi (traité ici), l'ensemble du système matériau de stockage-fluide caloporteur oscille autour d'un niveau moyen T_j qui n'intervient pas du fait de la linéarité des équations. Les distributions de température dans le solide et dans le fluide caloporteur sont alors respectivement de la forme :

$$\text{I} \quad \begin{cases} \theta_j = \theta_j(x, r, y) \sin \left[\omega t + \psi_{sj}(x, r, y) \right] \\ T_j = T_j(x) \sin [\omega t + \psi_{tj}(x)] \end{cases} \quad (1)$$

où r représente le rayon de bille ou bien le rayon de cylindre et y l'épaisseur de plaque ; l'indice j pouvant être remplacé par les indices p, b, c selon le cas considéré (plaque, bille, cylindre), Fig. 2.

θ_j et T_j sont solution des systèmes couplés II_j où θ_j et \tilde{T}_j sont des températures complexes telles que :

$$T_j(x) = |\tilde{T}_j(x)| \quad \text{et} \quad \psi_{tj}(x) = \text{Arg } \tilde{T}_j(x)$$

$$\theta_j(x, r, y) = \left| \tilde{\theta}_j(x, r, y) \right| \quad \text{et} \quad \psi_{sj}(x, r, y) = \text{Arg } \tilde{\theta}_j(x, r, y).$$

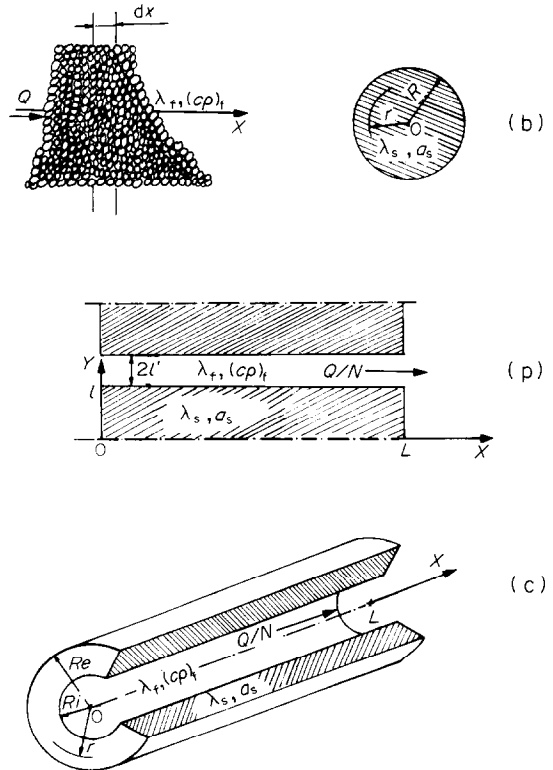


FIG. 2. (b) Eléments de stock à billes ; (p) élément de stock à plaques ; (c) élément de stock à canaux cylindriques.

Système à plaques

$$\Pi_p \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 \tilde{\theta}}{\partial y^{*2}} = 2i\beta^2 \tilde{\theta} \quad (3') \\ i2\pi\tau^* \tilde{T} + \frac{d\tilde{T}}{dx^*} = St^*(\tilde{\theta}_{y=1} - \tilde{T}) \quad (4') \\ y^* = 0 \quad \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial y^*} = 0 \quad (5') \\ y^* = 1 \quad \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial y^*} = \beta\gamma(\tilde{T} - \tilde{\theta}_{y=1}) \quad (6') \\ x^* = 0 \quad \tilde{T}(0) = T_0 \quad (7') \end{array} \right.$$

où: $x^* = x/L$; $y^* = y/l$; $\beta = l\sqrt{\pi/a_s\tau}$; $\gamma = Bi/\beta$; $St^* = \alpha S/\dot{m}C_f = St(S/PS_0)$; $\tau^* = \tau u/L$.

avec:

$$\tilde{T}(x^*) = T_0 \exp(-\mu x^*) \quad (17_p)$$

et

$$\mu = i\frac{2\pi}{\tau^*} + St^* \frac{(1+i)sh\tilde{\beta}}{(1+i)sh\tilde{\beta} + \gamma ch\tilde{\beta}} \quad (18_p)$$

Système à billes

$$\tilde{\theta}(x^*, r^*) = \frac{\gamma}{(1+i)sh\tilde{\beta} + \left(\gamma + \frac{1}{\beta}\right)ch\tilde{\beta}} \cdot \frac{T(x^*)ch\tilde{\beta}r^*}{r^*} \quad (16_b)$$

avec:

$$\tilde{T}(x^*) = T_0 \exp(-\mu x^*) \quad (17_b)$$

et

$$\mu = i\frac{2\pi}{\tau^*} + St^* \frac{(1+i)sh\tilde{\beta} - \frac{1}{\beta}ch\tilde{\beta}}{(1+i)sh\tilde{\beta} + \left(\gamma - \frac{1}{\beta}\right)ch\tilde{\beta}} \quad (18_b)$$

Système à billes

$$\Pi_b \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 \tilde{\theta}}{\partial r^{*2}} + \frac{2}{r^*} \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial r^*} = 2i\beta^2 \tilde{\theta} \quad (8') \\ i2\pi\tau^* \tilde{T} + \frac{d\tilde{T}}{dx^*} = St^*(\tilde{\theta}_{r^*=1} - \tilde{T}) \quad (9') \\ r^* = 0 \quad \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial r^*} = 0 \quad (10') \\ r^* = 1 \quad \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial r^*} = \beta\gamma(\tilde{T} - \tilde{\theta}_1) \quad (11') \\ x^* = 0 \quad \tilde{T}(0) = T_0 \quad (7') \end{array} \right.$$

avec: $x^* = x/L$; $r^* = r/R$; $\beta = R\sqrt{\pi/a_s\tau}$; $\gamma = Bi/\beta$; $St^* = \alpha S/\dot{m}C_f = St(S/PS_0)$; $\tau^* = \tau u/L$.

Système à cylindres

$$\Pi_c \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 \tilde{\theta}}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial r^*} = 2i\beta^2 \tilde{\theta} \quad (12') \\ i2\pi\tau^* \tilde{T} + \frac{d\tilde{T}}{dx^*} = St^*(\tilde{\theta}_{r_1} - \tilde{T}) \quad (13') \\ r = r_1^* \quad \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial r^*} = \beta\gamma(\tilde{\theta}_{r_1} - \tilde{T}) \quad (14') \\ r = r_e^* \quad \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial r^*} = 0 \quad (15') \\ x^* = 0 \quad \tilde{T}(0) = T_0 \quad (7') \end{array} \right.$$

où: $x^* = x/L$; $r^* = r/(r_e - r_i)$; $r_1^* = r_i/(r_e - r_i)$; $r_e^* = r_e/(r_e - r_i)$; $\beta = (r_e - r_i)\sqrt{\pi/a_s\tau}$; $St^* = \alpha S/\dot{m}C_f = St(S/PS_0)$; $\gamma = Bi/\beta$; $\tau^* = \tau u/L$.

4. DISTRIBUTIONS DE TEMPERATURE DANS LES DIFFÉRENTES CONFIGURATIONS

La résolution des systèmes Π' nous donne les expressions suivantes:

Système à plaques

$$\tilde{\theta}(x, y) = \frac{\tilde{T}(x^*)\gamma ch\tilde{\beta}y^*}{(1+i)sh\tilde{\beta} + \gamma ch\tilde{\beta}} \quad (16_p)$$

Système à cylindres

$$\tilde{\theta}(x^*, r^*) = \left(T(x^*) \left[I_0[\tilde{\beta}r^*] + \frac{I_1[\tilde{\beta}r_e^*]}{K_1[\tilde{\beta}r_e^*]} K_0[\tilde{\beta}r^*] \right] \right) / \left(I_0[\tilde{\beta}r_1^*] + \frac{I_1[\tilde{\beta}r_e^*]}{K_1[\tilde{\beta}r_e^*]} K_0[\tilde{\beta}r_1^*] - \frac{1+i}{\gamma} \times \left\{ I_1[\tilde{\beta}r_1^*] - \frac{I_1[\tilde{\beta}r_e^*]}{K_1[\tilde{\beta}r_e^*]} K_1[\tilde{\beta}r_1^*] \right\} \right) \quad (16_c)$$

avec:

$$\tilde{T}(x^*) = T_0 \exp(-\mu x^*) \quad (17_c)$$

et

$$\mu = i\frac{2\pi}{\tau^*} + St^* \left[\frac{\gamma}{1+i} \frac{I_0[\tilde{\beta}r_1^*] + \frac{I_1[\tilde{\beta}r_e^*]}{K_1[\tilde{\beta}r_e^*]} K_0[\tilde{\beta}r_1^*]}{I_1[\tilde{\beta}r_1^*] - \frac{I_1[\tilde{\beta}r_e^*]}{K_1[\tilde{\beta}r_e^*]} K_1[\tilde{\beta}r_1^*]} \right]^{-1} \quad (18_c)$$

5. CARACTERISATION DE LA TEMPERATURE DE SORTIE DU FLUIDE

D'un point de vue pratique, si l'on considère le stock comme un système intégré à un ensemble thermique complexe, il est clair que le point fondamental à examiner sera la relation entre les températures d'entrée et de sortie du fluide caloporteur.

Si l'on écrit que:

$$\mu = i\frac{2\pi}{\tau^*} + St^*f(\beta, \gamma)$$

où $f(\beta, \gamma)$ deviendrait $f(\beta, \gamma, r_e^*, r_1^*)$ dans le cas de

l'élément cylindrique,

en posant : $\mu = \eta + i\xi$

on obtient : $T(x) = T_0 \cdot e^{-\eta x^*} \cdot e^{-i\xi x^*}$.

Les fluctuations de température du fluide subissent un amortissement exponentiel en x^* et un déphasage proportionnel à x^* .

La fonction d'amortissement à la sortie du stock s'écrit alors :

$$\chi = e^{-\eta} \quad (19)$$

avec

$$\eta = St^* \mathcal{R}_e[f(\beta, \gamma)].$$

Elle dépend des trois paramètres St^* , β , γ .

ξ représente le retard de phase de la température du fluide en sortie. Cette fonction fait apparaître un paramètre supplémentaire τ^* important dans le cas du régime laminaire, mais que l'on peut négliger en régime turbulent ($\partial T / \partial t \ll u(\partial T / \partial x)$).

$$\xi = \frac{2\pi}{\tau^*} + St^* \mathcal{I}_m[f(\beta, \gamma)]. \quad (20)$$

Donc la température de sortie du fluide caloporteur est complètement définie par le rapport :

$$\frac{\tilde{T}(x^* = 1)}{\tilde{T}(x^* = 0)} = e^{-\mu} \quad (21)$$

qui est la fonction de transfert du système.

Signification des paramètres sans dimension β , γ , St^ et τ^**

β fixe la profondeur de pénétration du signal thermique dans l'épaisseur de stockage. Plus il est faible, meilleur est l'isothermicité d'une section droite du stock ; ceci implique que, à valeur élevée de β , seule la couche superficielle du matériau est concernée par le stockage.

$\gamma = Bi/\beta$ caractérise la qualité de l'interaction fluide-solide. Celle-ci est d'autant meilleure que γ est élevé.

$St^* = \alpha S / \dot{m} C_f$ lie tout à la fois la qualité de l'échange, la nature et le régime d'écoulement du fluide caloporteur et la géométrie du stock. Il s'interprète aisément si, dans l'expression (18), on suppose γ grand.

$$\lim_{\gamma \rightarrow \infty} \mu = i \frac{2\pi}{\tau^*} + \frac{Sh}{\dot{m} C_f} (\pi/\tau)^{1/2} f'(\beta, \gamma) \quad (22)$$

où :

$$f_p(\beta, \gamma) = (1+i)th\beta(1+i)$$

$$f_b(\beta, \gamma) = (1+i)th\beta(1+i) - \frac{1}{\beta}$$

$$f_c(\beta, \gamma) = (1+i) \frac{I_1[\tilde{\beta} r_i^*] - \frac{I_1[\tilde{\beta} r_e^*]}{K_1[\tilde{\beta} r_e^*]} K_1[\tilde{\beta} r_i^*]}{I_0[\tilde{\beta} r_i^*] + \frac{I_1[\tilde{\beta} r_e^*]}{K_1[\tilde{\beta} r_e^*]} K_0[\tilde{\beta} r_i^*]}.$$

On notera que le facteur d'amortissement η est directement proportionnel à $Sh/\dot{m} C_f$, donc un effet

notable suppose un rapport $S/\dot{m} C_f$ de valeur suffisante.

En dehors de l'interprétation de St^* , on pourrait ajouter que, plus la période est petite et mieux le signal sera amorti [équation (22)].

$\tau^* = \tau/(L/u)$ est la période du phénomène rapportée au temps de passage du fluide dans le stock. Il n'a d'influence que sur le déphasage. Dans le cas des écoulements turbulents, il prend des valeurs très grandes et le rapport $2\pi/\tau^*$ peut être considéré comme tout à fait négligeable.

6. LA FONCTION DE STOCKAGE: f_s

La connaissance de la fonction de transfert du module permet d'accéder, si besoin est, à la puissance instantanée $P(t)$ échangée entre le caloporteur et le matériau de stockage ;

$$P(t) = \dot{m} C_f |\tilde{T}(0) - \tilde{T}(1)| \sin(\omega t - \psi_0)$$

$$P(t) = \dot{m} C_f T_0 |1 - e^{-\mu}| \sin(\omega t - \psi_0).$$

On convient donc de définir la fonction de stockage comme étant l'énergie maximum stockée pendant une demi-période rapportée à l'enthalpie maximum d'entrée :

Soit

$$f_s = W_s/H_s$$

avec

$$W_s = \int_{\psi_0/\omega}^{\psi_0/\omega + \tau/2} P(t) dt$$

et

$$H_m = \frac{\tau}{\pi} T_0 \dot{m} C_f$$

d'où

$$f_s = |1 - e^{-\mu}|.$$

Dans nos trois cas de figure, on aura :

$$f_{sj} = |1 - e^{-\mu_j}|$$

où j prend les valeurs de p, b ou c.

7. COMPARAISON DES TROIS GEOMETRIES DE STOCK DANS QUELQUES CAS DE FIGURES

7.1. Position du problème

Dans l'introduction, il a été spécifié qu'il s'agit, dans cette étude, de comparer le comportement thermique de trois géométries élémentaires faciles à mettre en oeuvre. Cette comparaison portera sur la fonction de transfert et plus particulièrement sur l'amortissement du signal de température en sortie du stockage. Cependant, il convient de distinguer deux situations.

Si l'amortissement est faible, alors le déphasage aura un rôle important mais qui ne peut s'appréhender que dans une étude globale (interaction du stock avec les autres éléments présents dans une boucle de stockage). Ce cas de figure ne sera pas abordé ici.

Par contre, pour un amortissement important ($\chi < 10\%$), le rôle de la fonction déphasage devient secondaire. Nous situons l'étude présente dans ce cas pour lequel seule la fonction d'amortissement définira la géométrie la plus intéressante quant au filtrage du signal.

Pour donner un sens à cette comparaison, nous serons conduits à fixer dans les calculs les éléments suivants :

- la période τ ,
- le volume total de stock V ,
- la nature du matériau de stockage (λ_s, a_s),
- la nature et le débit du fluide caloporteur ($\lambda_f, C\rho_f, v_f$),
- le produit εT_0 que l'on définira dans le paragraphe suivant.

7.2. Pertes de charge et dimensionnement des éléments de stockage

Nous rappelons que, dans notre cas, le module de stockage est monté en série entre la source de puissance et l'échangeur, le tout formant un circuit fermé (Fig. 3) dans lequel la circulation du fluide caloporteur est assuré mécaniquement (pompe, ventilateur) de façon permanente. L'énergie utilisée à cette fin rapportée à l'enthalpie maximum à l'entrée permet de définir le taux de perte de charge ε :

$$\varepsilon = W_m / H_m$$

avec

$$W_m = \int_{\psi_0/\omega}^{\psi_0/\omega + \tau/2} P_m dt = \frac{\tau}{2} P_m$$

(la puissance mécanique P_m étant supposée constante).

avec :

$$\left. \begin{aligned} p &= -1,75 \frac{\pi (1-P)}{2 P^3} \left(\frac{Q}{S_0} \right)^2 \frac{L}{\varepsilon T_0 \cdot C_f} \\ q &= -150 \frac{\pi (1-P)^2}{2 P} \cdot \frac{Q}{S_0} \frac{v \cdot L}{\varepsilon T_0 \cdot C_f} \end{aligned} \right\} D = -\frac{p}{2} + \sqrt{\frac{p^2}{2} - q}. \quad (26)$$

En pratique T_0 est une valeur déterminée par la condition d'équilibre de l'ensemble de la boucle. Dans la mesure où l'on étudie ici le seul comportement du stock, nous sommes conduits à considérer le produit εT_0 :

$$\varepsilon T_0 = \frac{\pi \Delta P}{2 (C\rho)_f}. \quad (23)$$

Dans les cas plan et cylindrique, on utilisera la loi de Blasius qui est la plus souvent adoptée :

$$\Delta P = \rho_f \frac{u^2}{2} \frac{L}{d_H} \frac{0,3164}{Re^{0,25}}.$$

Pour le stockage à billes (lit fixe granulaire), on a retenu la loi d'Ergun [6] qui est la plus couramment admise.

$$\frac{\Delta P}{L} = 150 \frac{(1-P)^2}{P^3} \frac{\mu v}{D^2} + 1,75 \frac{(1-P)}{P^3} \rho_f \frac{v^2}{D}$$

où v est vitesse d'approche.

Ces lois de pertes de charges permettent de déterminer le dimensionnement des différents éléments du stock.

- Ecartement de plaques

$$E_c = \left[\frac{0,03106}{\varepsilon T_0 C_f} \left(\frac{2Q}{\sqrt{S_0}} \right)^{1,75} v^{0,25} L \right]^{1/3} \quad (24)$$

- Rayon intérieur du canal cylindrique

$$r_i = \left[\frac{0,12425}{\varepsilon T_0 \cdot C_f} L \left(\frac{Q}{N\pi} \right)^{1,75} \left(\frac{v}{2} \right)^{0,25} \right]^{1/4,75} \quad (25)$$

- Diamètre de bille : il est donné par la solution positive de l'équation suivante :

$$D^2 + pD + q = 0$$

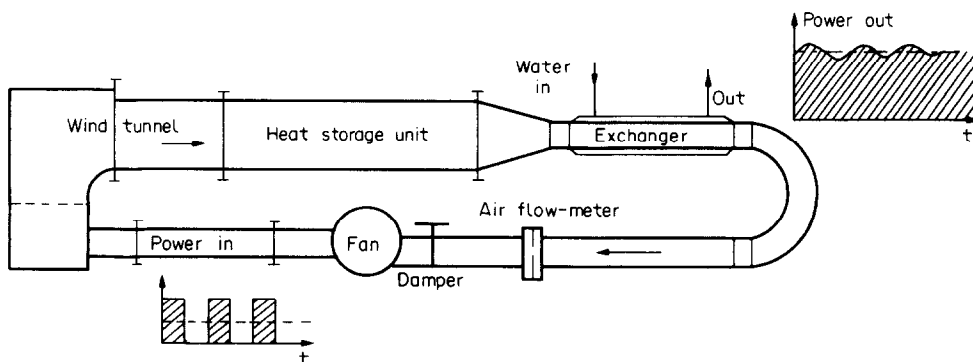


FIG. 3. Vue générale d'une boucle de stockage.

7.3. Loix d'échange

Configurations plaques et cylindres. Le recouplement des résultats théoriques et expérimentaux sur les plaques [5] nous a incité à garder la loi de Colburn pour caractériser les transferts de chaleur fluide-solide dans les cas plaques et canaux cylindriques

$$Nu = 0,023 Re^{0,8} Pr^{1/3}.$$

En régime laminaire, nous prendrons $Nu = 8,24$ pour les plaques et $Nu = 4,36$ pour les canaux cylindriques (cas du flux uniforme à la paroi).

Configuration billes. On a retenu pour ce cas la corrélation proposée par Gnielinski [10] reprise par Martin [9] dans le cas des nombres de Pe faible. Ce dernier préconise son utilisation dans le domaine $Pe > 100$

$$Nu_{\text{packed bed}} = f_p \cdot Nu_{\text{single sphere}}.$$

Le terme Nu_{ss} est donné par l'équation de Gnielinsky [10]

$$Nu_{ss} = 2 + \sqrt{Nu_{\text{lam}}^2 + Nu_{\text{turb}}^2}$$

$$Nu_{\text{lam}} = 0,664(Pr)^{1/3} \sqrt{Re/P}$$

$$Nu_{\text{turb}} = \frac{0,037 \left(\frac{Re}{P} \right)^{0,8} Pr}{1 + 2,443 \left(\frac{Re}{P} \right)^{-0,1} (Pr^{2/3} - 1)}$$

valable pour $Pr > 0,6$ [9].

f_p est donné par l'expression de Schlünder [8] :

$$f_p = 1 + 1,5(1 - P)$$

avec

$$P = 1 - \frac{V_s}{V}$$

expression valable pour des empilements de billes de même diamètre et dont la porosité reste comprise entre 0,26 et 1.

En régime laminaire, on constatera que le terme Nu_{turb}^2 devient négligeable devant Nu_{lam}^2 et l'on aura :

$$Nu_{ss} \cong 2 + 0,664(Pr)^{1/3} \sqrt{Re/P}.$$

On a retenu également une seconde corrélation donnant α directement et ce pour des écoulements turbulents. Elle est de Kays et London [7]

$$\alpha = 0,4 (C\rho)^{1/4} v Re^{-0,3} \quad \text{pour } 10 < Re < 10^5$$

où v est vitesse d'approche.

7.4. Optimisation des stocks

Les données numériques principales considérées ici ($V, Q, \varepsilon T_0, \tau$) proviennent du calcul d'une boucle de stockage destinée à fournir une puissance continue de 2 MW à partir du gisement solaire ($\tau = 24$ h); c'est ainsi que s'étant fixé un amortissement de l'ordre de 4%, on a

estimé $V = 3240 \text{ m}^3$, $Q = 127,5 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ en s'imposant $\varepsilon T_0 = 1$ (où, par exemple, $T_0 = 200 \text{ K}$ impliquerait $\varepsilon = 5^\circ/\infty$). On entend par amortissement la valeur que prend χ .

Les matériaux choisis sont le béton et l'air dont l'écoulement reste dans le domaine turbulent. Les caractéristiques thermophysiques sont regroupées dans le Tableau 6. En fait, c'est à ce stade du problème que la question relative à la géométrie la plus avantageuse intervient, d'où l'optimisation du module de stockage dans les trois cas de figure.

Cas plan et cylindrique. Sur le Tableau 1, on remarquera que, pour toute valeur de L , il existe dans ces deux cas un amortissement optimal qui impose le nombre de canaux et ce pour un débit Q et un produit εT_0 fixés (cf. Figs. 4–7). On notera également qu'un accroissement de la longueur défavorise l'amortissement. La valeur limite de L qui fixera celle de χ_{opt} sera déterminée par le minimum du nombre de Reynolds en régime turbulent ($Re > 10^4$), cela en raison de la validité de la loi d'échange de Colburn. Ainsi, dans notre exemple, nous prendrons $L = 44 \text{ m}$ pour les plaques et $L = 38 \text{ m}$ pour les canaux cylindriques (Tableau 1).

Il est utile de souligner le rôle important de Q à la fois dans le dimensionnement [équations (24) et (25)] et dans la fonction de transfert (il apparaît au dénominateur de St^*). En effet, sur les réseaux de courbes 4 et 6, on voit bien qu'une augmentation de débit diminue la qualité du filtrage et s'accompagne dans les deux cas d'une diminution du nombre des canaux.

Intervenant dans l'expression $\mathcal{R}_e[f(\beta, \gamma)]$ par le biais de β du fait de sa présence dans les équations (24) et (25), le produit εT_0 influe lui aussi de façon assez nette sur χ (Figs. 5 et 7). Un accroissement des pertes de charge se traduit par un amortissement moins bon (χ augmente) dans les deux cas, cependant le nombre de plaques s'en trouve diminué et celui des canaux cylindriques accru.

Cas sphérique. Son optimisation est différente des deux autres cas en ce sens que la longueur fixant le diamètre des billes [équation (26)] détermine également leur nombre du fait que la porosité dans le milieu granulaire reste fixe ($P = 0,4$); ce qui n'est pas le cas des deux géométries précédentes (cf. Tableau 1). Cette différence fondamentale fait que l'amortissement optimal dans un volume de stock donné impose à la fois la longueur de stock, le diamètre et le nombre de billes (Fig. 8).

Une augmentation des paramètres Q ou εT_0 amoindrit la qualité de filtrage; cependant, la longueur de stock décroît quand le débit augmente et croît avec le taux de perte de charge (cf. Figs. 8, 9).

L'utilisation de deux lois d'échange donnant des valeurs de α très différentes (on passe du simple au double) permet de voir que l'on conserve pratiquement le même amortissement optimal (Fig. 10) avec cependant des dimensions différentes (cf. Tableaux 1, 2). Ceci permet de souligner l'importance de la qualité de l'échange quant au dimensionnement du stock.

Stock à plaques (loi d'éch. Colburn): balayage sur L et N									
L (m)	N	$2l'$ (m)	Re	S (m^2)	α ($\text{W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$)	χ_{opt}	ξ (deg)	$\mathcal{R}_c f(\beta, \gamma) $	P
30	46	0,030	6481	28683	21,4	0,032	202	0,346	0,133
36	40	0,036	8165	27322	21,1	0,034	190	0,358	0,154
42	36	0,043	9799	26560	20,9	0,038	183	0,363	0,175
44	36	0,044	10030	27185	20,7	0,039	187	0,356	0,184
46	34	0,047	10858	26252	20,7	0,040	180	0,364	0,189
122	15	0,138	40000	18823	19,9	0,094	124	0,389	0,401

Stock à canaux cylindriques (loi d'éch. Colburn): balayage sur L et N									
L (m)	N	r_1 (m)	Re	S (m^2)	α ($\text{W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$)	χ_{opt}	ξ (deg)	$\mathcal{R}_c f(\beta, \gamma) $	P
30	3650	0,034	7984	23285	22,3	0,029	515	0,418	0,122
36	2550	0,040	9636	23150	21,9	0,032	501	0,418	0,143
38	2290	0,042	10197	23093	21,8	0,032	496	0,418	0,151
40	2060	0,044	10785	22983	21,7	0,034	493	0,418	0,157
128	134	0,155	47425	16725	20,3	0,094	425	0,428	0,401

Stock à billes (loi d'éch. Gnielinski): balayage sur L									
L (m)	D (m)	d_W/D	Pe	S (m^2)	α ($\text{W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$)	χ	ξ (deg)	$\mathcal{R}_c f(\beta, \gamma) $	P
20	0,296	49	2010	39399	24,1	0,167	231	0,115	0,400
22	0,392	35	2927	29767	22,8	0,113	190	0,197	0,400
24	0,507	26	4130	23011	21,7	0,102	142	0,280	0,400
26	0,643	20	5675	18142	20,9	0,122	101	0,340	0,400
28	0,802	15	7621	14549	20,3	0,167	72	0,372	0,400

(loi d'éch. Kays et London)									
L (m)	D (m)	d_W/D	Pe	S (m^2)	α ($\text{W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$)	χ	ξ (deg)	$\mathcal{R}_c f(\beta, \gamma) $	P
20	0,296	49	2010	39399	14,0	0,107	191	0,248	0,400
22	0,392	35	2927	29767	13,7	0,093	144	0,356	0,400
24	0,507	26	4130	23011	13,5	0,107	101	0,441	0,400
26	0,643	20	5675	18142	13,3	0,146	69	0,489	0,400
28	0,802	15	7621	14549	13,1	0,204	49	0,511	0,400

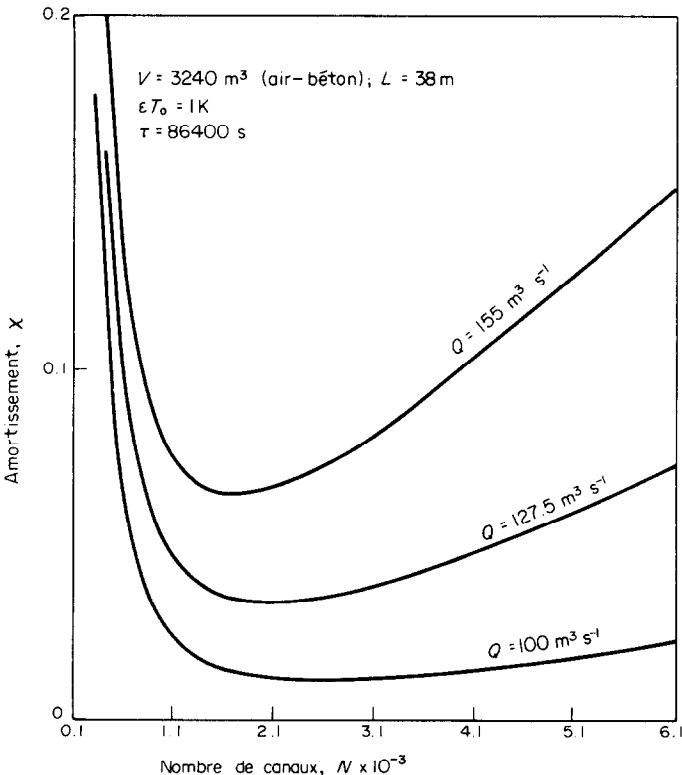


FIG. 4. Influence du débit sur la fonction $\chi_c = f(N_c)$.

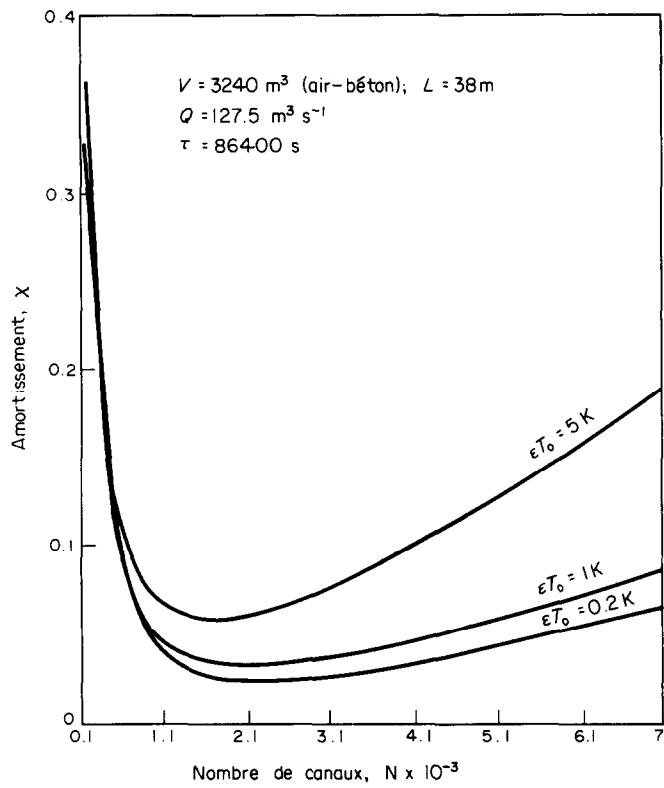


FIG. 5. Influence de ϵT_0 sur $\chi_e = f(N_e)$.

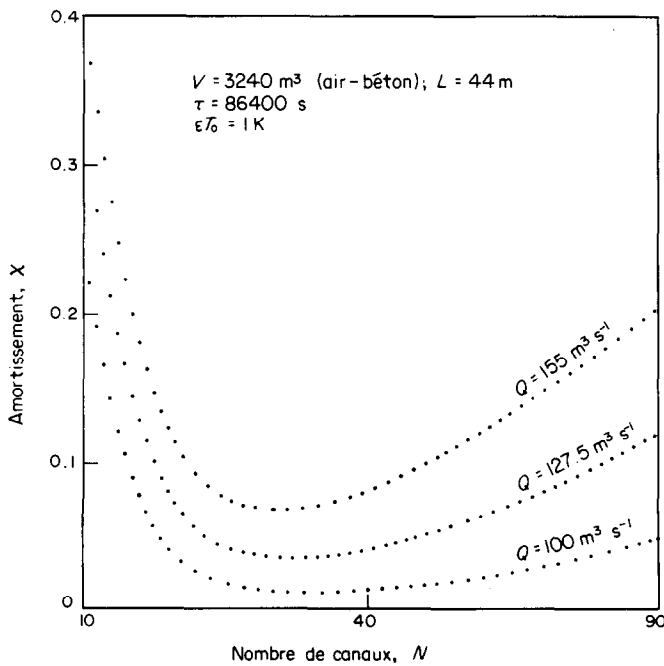


FIG. 6. Influence du débit sur la fonction $\chi_p = f(N_p)$.

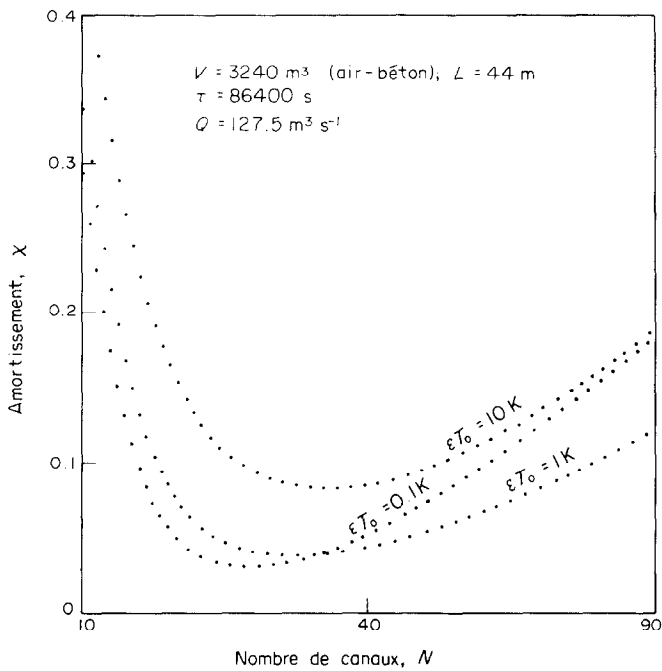


FIG. 7. Influence de εT_0 sur la fonction $\chi_p = f(N_p)$.

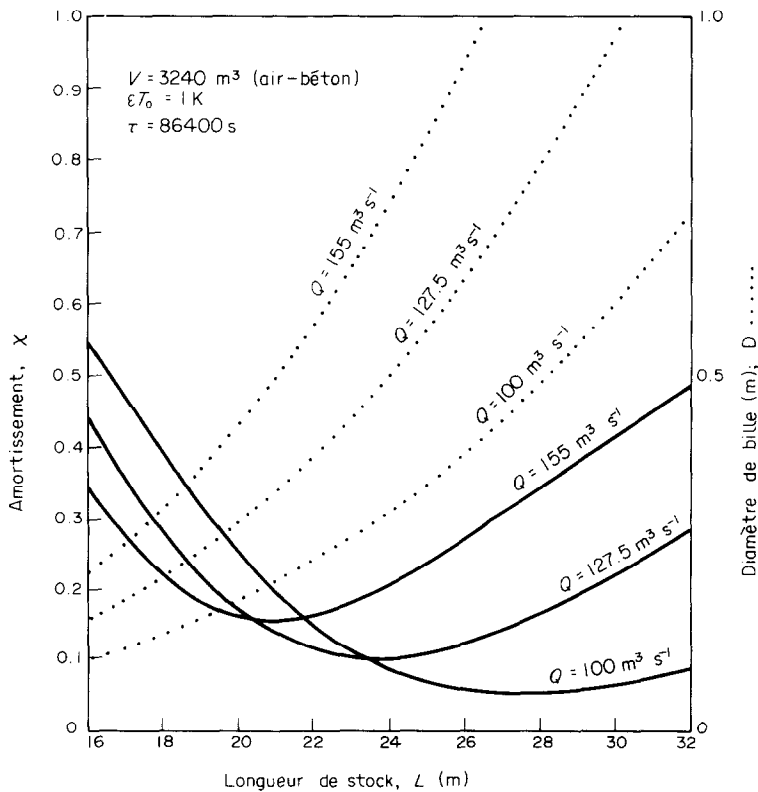


FIG. 8. Influence du débit sur les fonctions $\chi_b = f(L_b)$ et $D = f(L_b)$.

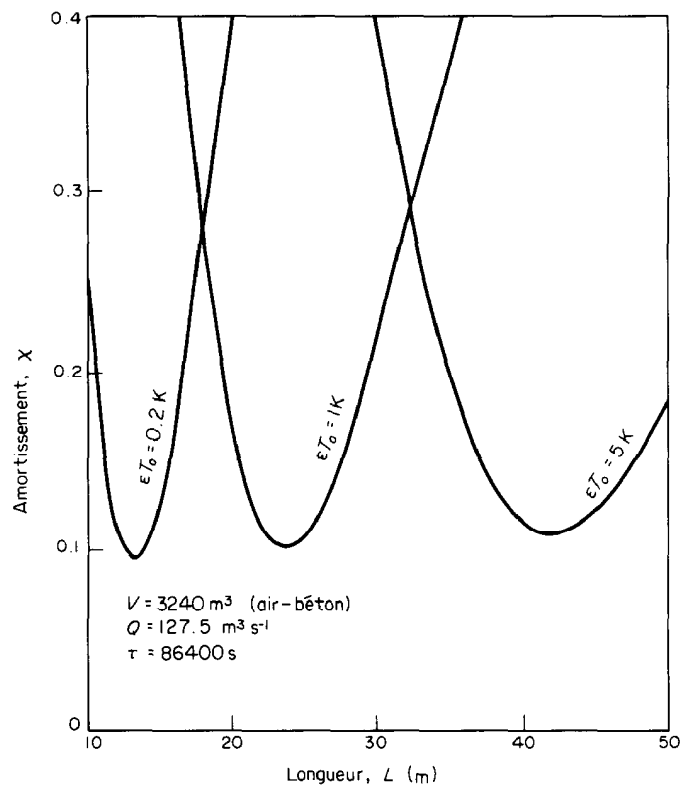


FIG. 9. Influence de εT_0 sur $\chi_b = f(L_b)$.

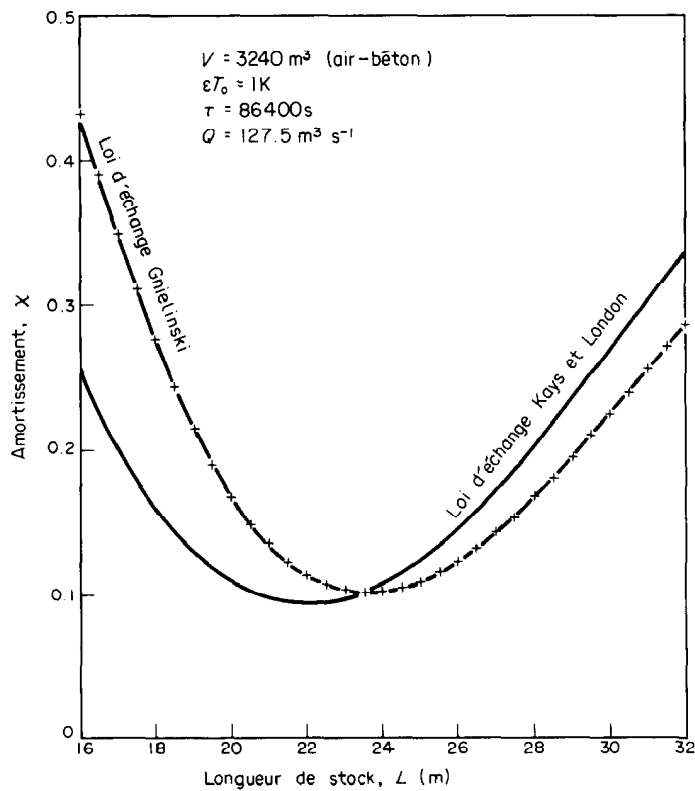


FIG. 10. Présentation de $\chi_b = f(L_b)$ considéré avec deux lois d'échange très différentes.

Tableau 2. Air-béton (régime turbulent): $V = 4585 \text{ m}^3$; $\varepsilon T_0 = 1 \text{ K}$; $Q = 127,5 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$; $\tau = 86\,400 \text{ s}$

Stock à billes (loi d'éch. Gnielinski); balayage sur L									
L (m)	D (m)	d_H/D	Pe	S (m^2)	α ($\text{W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$)	χ	ξ (deg)	$\mathcal{H}_e[f(\beta, \gamma)]$	P
20	0,152	112	731	108275	26,5	0,296	381	0,026	0,400
26	0,325	46	2026	50827	22,1	0,060	304	0,154	0,400
28	0,404	36	2712	40878	21,1	0,042	254	0,226	0,400
30	0,495	28	3563	33341	20,3	0,039	200	0,295	0,400
32	0,599	23	4602	27535	19,7	0,047	151	0,348	0,400
(loi d'éch. Kays et London)									
20	0,152	112	731	108275	13,4	0,131	355	0,086	0,400
28	0,404	36	2712	40878	12,6	0,035	185	0,398	0,400
30	0,495	28	3563	33341	12,5	0,043	138	0,465	0,400
32	0,599	23	4602	27535	12,3	0,061	102	0,507	0,400
34	0,781	18	5855	22995	12,2	0,089	76	0,529	0,400

7.5. Comparaison

Il est évident que, si l'on veut faire la comparaison des différents modules, on est conduit à considérer dans les trois cas le même matériau de stockage et le même fluide caloporteur, on prendra également des valeurs identiques de Q , εT_0 et τ , et dans un premier temps de V . Concrètement, nous avons choisi un volume total de stockage: $V = 3240 \text{ m}^3$; $Q = 127,5 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$; $T_0 = 1 \text{ K}$; $\tau = 24 \text{ h}$ L'application numérique fournit le Tableau 1. On note que les valeurs de χ_{opt} dans les cas plaques et canaux cylindriques sont voisines (respectivement

0,039 et 0,033) mais celle dans le stock granulaire s'en trouve relativement très éloignée (0,108). Pour apprécier l'origine de cette différence, on va considérer les cas canaux cylindriques et billes où l'on remarque qu'aux χ_{opt} respectifs correspondent des coefficients d'échange égaux et des surfaces d'échange pratiquement équivalentes.

La cause principale de cette différence n'est donc ni les coefficients α , puisqu'ils sont pratiquement égaux dans les trois cas, ni la surface d'échange puisque S présente à peu près la même valeur correspondant au

Tableau 3. Santotherm-béton (régime laminaire): $V = 3240 \text{ m}^3$; $\varepsilon T_0 = 1 \text{ K}$; $Q = 29,8 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$; $\tau = 86\,400 \text{ s}$

Stock à plaques ($Nu = 8,24$); balayage sur N , avec $L = 44 \text{ m}$									
N	$2l$ (m)	$2l'$ (m)	Pe	S (m^2)	α ($\text{W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$)	χ_{opt}	ξ (deg)	$\mathcal{H}_e[f(\beta, \gamma)]$	P
40	0,173	0,041	3254	30206	11,0	0,048	209	0,565	0,193
44	0,156	0,039	2958	33226	11,6	0,042	241	0,504	0,200
48	0,142	0,037	2712	36247	12,2	0,041	270	0,443	0,208
52	0,130	0,035	2503	39267	12,8	0,043	298	0,386	0,215
56	0,119	0,034	2324	42288	13,4	0,047	322	0,333	0,222
Stock canaux cylindriques ($Nu = 4,36$); balayage sur N avec $L = 38 \text{ m}$									
N	r_i (m)	r_e (m)	Pe	S (m^2)	α ($\text{W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$)	χ_{opt}	ξ (deg)	$\mathcal{H}_e[f(\beta, \gamma)]$	P
5000	0,032	0,074	2245	37816	7,6	0,048	274	0,654	0,185
6000	0,030	0,067	2001	42431	8,1	0,041	304	0,571	0,194
7000	0,028	0,062	1816	46769	8,6	0,040	325	0,495	0,202
8000	0,027	0,058	1669	50885	9,0	0,041	340	0,427	0,209
9000	0,026	0,055	1549	54815	9,4	0,045	348	0,369	0,216
Stock à billes (loi d'éch. Gnielinski); balayage sur L									
L (m)	D (m)	d_H/D	Pe	S (m^2)	α ($\text{W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$)	χ	ξ (deg)	$\mathcal{H}_e[f(\beta, \gamma)]$	P
15	0,129	128	335	90096	5,8	0,119	206	0,250	0,400
16	0,155	103	428	75098	5,3	0,095	172	0,363	0,400
17	0,185	84	541	63156	4,9	0,088	136	0,484	0,400
18	0,218	70	676	53557	4,5	0,096	103	0,597	0,400
19	0,255	58	835	45771	4,2	0,117	74	0,689	0,400

Tableau 4. Air–alumine (régime turbulent): $V = 150 \text{ m}^3$; $\varepsilon T_0 = 1 \text{ K}$; $Q = 12 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$; $\tau = 86\,400 \text{ s}$

Stock à plaques (loi d'éch. Colburn): balayage sur L et N									
L (m)	N	$2l'$ (m)	Re	S (m^2)	α ($\text{W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$)	χ_{opt}	ξ (deg)	$\mathcal{R}_e f(\beta, \gamma) $	P
20,0	11	0,033	9860	1205	26,7	0,068	144	0,486	0,133
20,5	11	0,034	9801	1220	26,6	0,068	146	0,481	0,137
21,0	11	0,034	9919	1235	26,4	0,069	147	0,476	0,140
21,5	11	0,035	10037	1249	26,3	0,070	149	0,471	0,144
22,0	10	0,037	11168	1149	26,7	0,070	137	0,502	0,142

Stock à canaux cylindriques (loi d'éch. Colburn): balayage sur L et N									
L (m)	N	r_i (m)	Re	S (m^2)	α ($\text{W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$)	χ_{opt}	ξ (deg)	$\mathcal{R}_e f(\beta, \gamma) $	P
19,0	295	0,033	9677	1145	27,2	0,065	741	0,508	0,125
19,5	280	0,033	9947	1143	27,1	0,066	739	0,509	0,127
20,0	265	0,034	10244	1139	27,1	0,067	737	0,510	0,130
20,5	255	0,035	10442	1145	26,9	0,067	734	0,508	0,133
21,0	240	0,036	10794	1135	26,9	0,068	733	0,511	0,136

Stock à billes (loi d'éch. Gnielinski): balayage sur L									
L (m)	D (m)	$d_{H/D}$	Pe	S (m^2)	α ($\text{W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$)	χ	ξ (deg)	$\mathcal{R}_e f(\beta, \gamma) $	P
14,5	0,462	8	4619	1170	25,7	0,161	129	0,353	0,400
15,0	0,510	7	5285	1058	25,2	0,156	116	0,403	0,400
15,5	0,563	6	6020	960	24,9	0,156	103	0,452	0,400
16,0	0,619	6	6830	873	24,5	0,160	91	0,497	0,400
16,5	0,678	5	7720	797	24,2	0,168	79	0,537	0,400
17,0	0,741	5	8695	729	23,9	0,179	69	0,572	0,400

χ_{opt} dans les cas billes et canaux cylindriques. On en conclut que le facteur qui détermine cette différence est la géométrie du stock à travers le paramètre β (dans $\mathcal{R}_e|f(\beta, \gamma)|$ qui fait intervenir respectivement les dimensions élémentaires $l, R, r_c - r_i$).

On peut remarquer cependant, toujours dans le Tableau 1, que l'ordre d'inégalité du χ_{opt} correspond à celui des porosités. On notera, dans ce même tableau sur les deux lignes où l'on a fait évoluer la porosité jusqu'à 0,4, que les χ_{opt} pour ces deux cas présentent des valeurs très voisines de celle du χ_{opt} des billes. Néanmoins, les dimensions hors tout sont très différentes ($L = 125 \text{ m}$ pour les plaques et les cylindres contre 22 m pour le milieu granulaire). On en conclut que, à porosité égale, on a des χ_{opt} pratiquement équivalents. Porosité égale signifie même quantité de matériau de stockage. Alors, dans un deuxième temps,

on va considérer un stock granulaire avec la même quantité de béton que la configuration cylindrique qui présente le meilleur amortissement ($P = 0,151$).

La fraction de vide étant fixe ($P_b = 0,4$), c'est le volume global qui va changer et devenir V' :

$$V' = \frac{1 - P_c}{1 - P_b} = \frac{1 - 0,151}{0,4} V \simeq 4585 \text{ m}^3.$$

L'application numérique dans ce cas donne le Tableau 2 où l'on peut lire notamment $\chi_{\text{opt billes}} = 0,038$, valeur voisine des $\chi_{\text{opt plaques}}$ et $\chi_{\text{opt cylindres}}$.

$\mathcal{R}_e|f(\beta, \gamma)|$ ayant conservé à peu près la même valeur pour $V = 4585 \text{ m}^3$ que pour $V = 3240 \text{ m}^3$, le coefficient α n'ayant pratiquement pas changé, ce dernier résultat tient en fait à l'accroissement considérable de la surface d'échange.

Tableau 5. Air–alumine: $V' = 217 \text{ m}^{3(*)}$; $\varepsilon T_0 = 1 \text{ K}$; $Q = 12 \text{ m}^3$; $\tau = 86\,400 \text{ s}$

Stock à billes (loi d'éch. Gnielinski): balayage sur L									
L (m)	D (m)	$d_{H/D}$	Pe	S (m^2)	α ($\text{W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$)	χ	ξ (deg)	$\mathcal{R}_e f(\beta, \gamma) $	P
18,0	0,423	9	3631	1848	24,1	0,073	193	0,341	0,400
18,5	0,459	8	4047	1704	23,8	0,069	178	0,382	0,400
19,0	0,496	8	4499	1574	23,5	0,068	163	0,423	0,400
19,5	0,536	7	4987	1457	23,2	0,068	148	0,462	0,400
20,0	0,578	6	5515	1352	22,9	0,070	134	0,499	0,400

Tableau 6. Caracteristiques thermophysiques

	Air (à 300°C)	Santotherm (à 300°C)	Béton	Alumine
λ (W m ⁻¹ K ⁻¹)	$5,78 \times 10^{-2}$	0,1104	1,7	9,83
C (J kg ⁻¹ K ⁻¹)	1098	2951		
ρ (kg m ⁻³)	0,4405	702		
$C\rho$ (J m ⁻³ K ⁻¹)	483,67	$2,072 \times 10^6$	$2,12 \times 10^6$	$3,32 \times 10^6$
a (m ² s ⁻¹)	$1,12 \times 10^{-4}$		$8,02 \times 10^{-7}$	$2,96 \times 10^{-6}$
v (m ² s ⁻¹)	$8,23 \times 10^{-5}$	$6,4 \times 10^{-7}$		

On a refait le même calcul sur un volume nettement plus petit (cf. Tableaux 4 et 5); on retrouve les mêmes conclusions, à savoir que, à même quantité de matériau de stockage, les trois géométries donnent pratiquement des qualités de filtrage identiques.

7.6. Régime laminaire

Par ailleurs, il nous a paru intéressant de compléter cette étude par une comparaison entre les régimes d'écoulement turbulent et laminaire. Cette comparaison va se faire à même enthalpie maximum H_m à l'entrée d'une même géométrie. Cependant, on va garder l'air pour le cas turbulent et considérer l'huile santotherm pour le régime laminaire.

Les résultats numériques caractérisant cette comparaison figurent au Tableau 3. On constate que, dans chaque cas de figure pris individuellement, le χ_{opt} en laminaire est pratiquement égal au χ_{opt} en turbulent.

8. CONCLUSION

Les exemples considérés ici sont suffisamment représentatifs et éloignés pour permettre de conclure qu'à volume total égal, la qualité du filtrage d'une puissance thermique périodique discontinue est liée à la porosité du module de stockage (elle apparaît au dénominateur de St^*), ce qui revient à dire qu'à même quantité de matériau de stockage, les trois géométries considérées donnent des réponses pratiquement équivalentes quant à l'amortissement du signal périodique à l'entrée.

Cette étude aurait pu se faire en s'affranchissant du coefficient d'échange pour ne voir que le rôle joué par la géométrie dans la détermination de l'amortissement optimal, ceci en faisant tendre γ vers l'infini [équation (22)]. Cela suppose à la fois Bi grand mais surtout des valeurs petites pour β . Ce dernier point ne peut être respecté dans l'ensemble du large domaine que balayeraient les paramètres géométriques.

Enfin, il s'avère que, dans les trois cas de figure, pour un encombrement donné, les performances du système avec un fluide tel que l'air en écoulement turbulent sont très voisines de cells obtenues avec un liquide organique en écoulement laminaire. L'avantage de cette dernière situation tient au seul fait que les pertes de charge sont négligeables.

REFERENCES

1. B. Fourcher et C. Saint-Blanquet, Fonction de transfert d'un élément de stockage par chaleur sensible fonctionnant en régime périodique, *Int. J. Heat Mass Transfer* **23**, 1251-1262 (1980).

2. B. Fourcher et C. Saint-Blanquet, Réponse périodique d'un élément de stockage. Validité des hypothèses classiques. Exemple d'optimisation d'un module de stockage. Colloques internationaux du CNRS, No. 306, Systèmes solaires thermodynamiques, STS 80-116 (1980).

3. M. Quentel, Résolution de l'équation non linéaire de la chaleur. Application à un problème de stockage en régime périodique établi. Thèse Docteur Ingénieur ENSM (1983).

4. J. Freund et R. Pinon, Etude des coefficients de perte de charge linéique et de transfert de chaleur dans un lit fixe de boulets. R.G.T. No. 63, France (1967).

5. B. Fourcher, M. T. Acker and C. Saint-Blanquet, Theoretical and experimental study of storage sensible heat unit in periodic regime, *Proc. Seventh International Heat Transfer Conference*, Munich, Vol. 6, pp. 455-460 (1982).

6. S. Ergun, Fluid flow through packed column, *Chem. Engng Prog.* **48**, 89-94 (1952).

7. W. M. Kays and A. C. London, *Compact Heat Exchangers*, 2nd edn. McGraw-Hill, New York (1964).

8. E. U. Schlunder, *Einführung in die Wärme- und Stoffübertragung (Introduction to Heat and Mass Transfer)*, 2nd edn, p. 75. Vieweg Verlag Braunschweig (1975).

9. H. Martin, Low Peclet number particle-to-fluid heat and mass transfer in packed bed, *Chem. Engng Sci.* **33**, 193-919 (1977).

10. V. Gnielinski, Equations for the calculation of heat and mass transfer during flow through stationary sperical packings at moderate and high Peclet numbers, *Int. Chem. Engng* **21**, 378-383 (1981).

TRANSFER FUNCTION COMPARISON FOR A PERIODIC STORAGE SENSIBLE HEAT UNIT USING THREE FUNDAMENTAL GEOMETRIES. EXAMPLE OF OPTIMIZATION

Abstract—A behaviour analysis of a sensible heat storage unit has been undertaken with regard to periodic response. The temperature at the fluid exit extremity is obtained by solving simultaneously transfer and the diffusion equations for the solid. We present theoretical results which compare three classical configurations of the material. In the first configuration, the exchange fluid flows in rectangular channels set between plates. In the second, the material fills the space defined by regularly distributed cylindrical tubings. The last case is of a stack of spherical balls swept by the exchange fluid. It is shown that in every case an optimal disposition of the material may be obtained. For large temperature dampings, some examples show that storage unit performances are independent of the geometry and of the exchange fluid.

VERGLEICH DER ÜBERTRAGUNGSFUNKTION EINES SPEICHERS IM PERIODISCHEN BEREICH FÜR DREI GRUNDGEOMETRIEN

Zusammenfassung—Das Verhalten eines Speichers für sensible Wärme wurde unter Berücksichtigung periodischer Änderungen untersucht. Die Temperatur der Flüssigkeit am Austritt wurde durch gleichzeitiges Lösen der Übertragungs- und Diffusionsgleichungen für den Feststoff bestimmt. Es werden Ergebnisse für drei klassische Anordnungen vorgestellt. Bei der ersten Anordnung fließt das wärmeübertragende Medium in rechteckigen Kanälen zwischen ebenen Flächen. Bei der zweiten Anordnung füllt das Medium einen Raum, der durch regelmäßig angeordnete Zylinder definiert ist. Im letzten Fall strömt das Übertragungsmedium um geschichtete Kugeln. Es wird gezeigt, daß es für jeden Fall eine optimale Anordnung des Materials gibt. Für eine starke Dämpfung der Temperaturschwankungen zeigen einige Beispiele, daß das Verhalten des Speichers unabhängig von der Geometrie und vom Wärmeübertragungsfluid ist.

СРАВНЕНИЕ ФУНКЦИЙ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В БЛОКЕ ЯЧЕЕК, РАБОТАЮЩИХ В ПЕРИОДИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ ДЛЯ ТРЕХ ОСНОВНЫХ ГЕОМЕТРИЙ. ВОПРОСЫ ОПТИМИЗАЦИИ

Аннотация—Проанализирован режим работы чувствительной тепловой ячейки памяти при периодическом воздействии. Температура жидкости на выходе получена из совместного решения уравнений переноса и диффузии для твердого тела. Представлены сравнительные теоретические результаты для трех классических геометрий материала. Для первой конфигурации поток протекающей жидкости в прямоугольных каналах направляется пластинами. Во втором—материал заполняет пространство между равномерно расположенными цилиндрическими трубами. В последнем случае сгруппированные сферические частицы омываются потоком протекающей жидкости. Показано, что во всех трех случаях может быть достигнуто оптимальное размещение материала, а при больших перепадах температуры характеристики ячейки памяти не зависят от геометрии и типа протекающей жидкости.