



HAL
open science

Prise en compte simplifiée de la faible émissivité dans une cellule d'habitation : développement et intégration à un code de simulation du comportement thermique des bâtiments.

Frédéric Miranville, Harry Boyer, François Garde

► To cite this version:

Frédéric Miranville, Harry Boyer, François Garde. Prise en compte simplifiée de la faible émissivité dans une cellule d'habitation : développement et intégration à un code de simulation du comportement thermique des bâtiments.. Congrès IBPSA 2002., 2002, Paris, France. pp.P. hal-00768709

HAL Id: hal-00768709

<https://hal.science/hal-00768709>

Submitted on 23 Dec 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

PRISE EN COMPTE SIMPLIFIEE DE LA FAIBLE EMISSIVITE DANS UNE CELLULE D'HABITATION : DEVELOPPEMENT ET INTEGRATION A UN CODE DE SIMULATION DU COMPORTEMENT THERMIQUE DES BATIMENTS

Frédéric MIRANVILLE, Harry BOYER, François GARDE

Université de La Réunion □ Institut Universitaire de Technologie □ Laboratoire de Génie Industriel
40, avenue de Soweto □ 97 410 Saint-Pierre □ Ile de La Réunion □ France
Tél : (262) 96 28 96 □ Fax : (262) 96 28 99 - email : fmiranvi@univ-reunion.fr

NOMENCLATURE

S_c	Surface de l'entité c
ϵ_c	Emissivité de l'entité c
M_c^0	Emission propre de l'entité c
σ	Constante de Stefan-Boltzmann.
F_{cp}	Facteur de forme entre les entités c et p
J_p	Radiosité de l'entité p
E_p	Eclairement incident sur l'entité p
$h_{ri,p}$	Coefficient d'échange radiatif de l'entité p
T_{rm}	Température radiante moyenne
$T_{si,p}$	Température de surface intérieur de l'entité p
ρ_p	Masse volumique de l'entité p

RESUME

Cette communication a pour objet la prise en compte simplifiée de la faible émissivité dans une cellule d'habitation. Le point de départ de l'approche proposée est une méthode simplifiée de calcul des échanges de grande longueur d'onde dans une enceinte fermée, utilisée couramment dans les codes de simulation du comportement thermique des bâtiments. Cette méthode est étendue au cas où une surface à très faible émissivité est incluse dans l'enceinte et l'on montre que le formalisme obtenu est analogue à celui du cas le plus simple d'une enceinte fermée ne comprenant que des parois noires.

Le modèle développé a été intégré à un code de simulation du comportement thermique des bâtiments. On montre sur des exemples simples que l'utilisation de la méthode initiale dans le cas où une surface à très faible émissivité est considérée donne des résultats non satisfaisants à la différence de la méthode étendue. En outre cette dernière a été comparée à la méthode des radiosités, méthode de référence, et il découle de cette confrontation des résultats comparables.

INTRODUCTION

La modélisation du comportement thermique des bâtiments nécessite, en fonction de sa finalité, une prise en compte plus ou moins fine des différents modes de transfert de chaleur. Les transferts thermiques par rayonnement dans les cellules d'habitation en particulier, font intervenir des relations non linéaires, et sont en conséquence traduits dans les codes de simulation du comportement thermique des bâtiments par des modèles dont la mise œuvre requiert des temps de simulation relativement importants.

De plus, la complexité des relations mathématiques traduisant les échanges radiatifs dans une cellule (assimilable à une enceinte fermée), est liée à la prise en compte des interreflexions ; en effet, en faisant l'hypothèse d'une enceinte grise et diffusante, la prise en compte des propriétés radiatives des diverses parois d'une zone thermique (notamment l'émissivité) dans le calcul de son bilan radiatif de grande longueur d'onde conduit à un système

d'équations non linéaires. Cependant, dès lors que l'on considère que les parois de l'enceinte ont un comportement radiatif se rapprochant de celui d'un corps noir, les relations traduisant le bilan radiatif de grande longueur d'onde de l'enceinte sont considérablement simplifiées.

Néanmoins, l'hypothèse de parois noires dans une enceinte fermée n'est plus satisfaisante dans le cas où une surface à très faible émissivité est présente. C'est pourquoi des méthodes plus élaborées sont mises en œuvre, telles que celle des radiosités [1], qui permettent une prise en compte bien plus réaliste des propriétés radiatives des différentes parois composant l'enceinte.

Bien que les résultats soient bien plus conformes à la réalité, les temps de calcul générés par l'utilisation de telles méthodes, dites détaillées, sont beaucoup plus importants, du fait des couplages itératifs liés aux relations non linéaires. Dans le cas où une seule paroi faiblement émissive est à prendre en compte, il est intéressant de s'affranchir d'un inconvénient de ce genre, et c'est pourquoi nous proposons l'utilisation d'un modèle simplifié, dont l'implémentation et la mise en œuvre sont rapides. Ce modèle constitue l'extension d'une méthode simple de calcul des échanges de grande longueur d'onde dans les cellules d'habitation. Cette méthode sera donc rappelée dans un premier temps ; l'extension de la démarche suivra et il sera intéressant de constater que l'on peut obtenir un formalisme identique. Le modèle ayant été implémenté dans un code de calcul du comportement thermique des bâtiments, des résultats de simulations seront présentés afin de mettre en exergue ses atouts.

APPROCHE SIMPLIFIEE DES TRANSFERTS RADIATIFS DE GRANDE LONGUEUR D'ONDE DANS UNE ENCEINTE FERMEE

Ce paragraphe intervient en préliminaire des développements ultérieurs et présente une approche simplifiée de prise en

compte des transferts de grande longueur d'onde dans une enceinte fermée [2].

Préliminaire : la notion de température radiante moyenne

La notion de température radiante moyenne est largement reconnue et intervient comme indicateur de l'état radiatif d'une enceinte fermée.

De plus, elle permet d'utiliser, notamment dans les codes de simulation du comportement thermique des bâtiments, un formalisme identique pour les transferts thermiques radiatifs de grande longueur d'onde et les transferts convectifs. Les relations qui permettent de l'obtenir font intervenir la notion de coefficient d'échange radiatif intérieur d'une enceinte, généralement noté h_{ri} , analogue au coefficient d'échange par convection, généralement noté h_{ci} . Le formalisme des transferts radiatifs de grande longueur d'onde dans l'enceinte est alors analogue à celui représentant les transferts convectifs.

Cependant, dans sa version la plus simplifiée, la méthode menant au calcul de la température radiante moyenne est basée sur des simplifications fortes, qu'il est nécessaire de rappeler. C'est l'objet du paragraphe suivant.

Formalisme de la méthode initiale

Soit une enceinte fermée, composée de N_p parois ; on suppose que toutes les parois de cette enceinte sont noires, et connectées radiativement à un corps c , supposé noir, de faibles dimensions, en équilibre radiatif. Ecrivons le bilan radiatif de ce corps :

Par définition, le flux net du corps c vaut :

$$\Phi_{net,c} = \Phi_{emis,c} - \Phi_{abs,c}$$

les flux mis en jeu sont évalués selon les expressions suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Phi_{emis,c} = S_c \cdot \varepsilon_c \cdot M_c^0 = S_c \cdot \varepsilon_c \cdot \sigma \cdot T_{rm}^4 = S_c \cdot \sigma \cdot T_{rm}^4, \\ \text{car } \varepsilon_c = 1 \\ \\ \Phi_{abs,c} = \alpha_c \cdot S_c \cdot E_c = \alpha_c \cdot S_c \cdot \frac{\sum_{p=1}^{N_p} S_p \cdot F_{pc} \cdot J_p}{S_c} \\ \\ = \alpha_c \cdot S_c \cdot \frac{\sum_{p=1}^{N_p} S_c \cdot F_{cp} \cdot J_p}{S_c} = S_c \cdot \sum_{p=1}^{N_p} F_{cp} \cdot J_p \end{array} \right.$$

L'équivalence des expressions du flux absorbé est assurée compte tenu du principe de réciprocité :

$$S_p \cdot F_{pc} = S_c \cdot F_{cp}$$

soit,

$$\boxed{\Phi_{net,c} = S_c \cdot \left[\sigma \cdot T_{rm}^4 - \sum_{p=1}^{N_p} F_{cp} \cdot J_p \right]} \quad (1)$$

Hypothèse 1: Toutes les parois de l'enceinte sont des corps noirs :

$$\varepsilon_p = 1 \quad \text{et} \quad \rho_p = 0, \quad \forall p \text{ indice de paroi}$$

La radiosité J_p des parois se résume alors à leur émittance propre ; en effet :

$$\begin{aligned} J_p &= \varphi_{emis,p} + \varphi_{réfléchi,p} \\ &= \varepsilon_p \cdot M_p^0 + \rho_p \cdot E_p \\ &= \varepsilon_p \cdot M_p^0 + (1 - \varepsilon_p) \cdot E_p \end{aligned}$$

en remplaçant les expressions de l'émittance M_p^0 et de l'éclairement E_p , il vient :

$$\begin{aligned} J_p &= \varepsilon_p \cdot \sigma \cdot T_{si,p}^4 + \rho_p \cdot \sum_{q=1}^{N_p} F_{pq} \cdot J_q \\ &= \varepsilon_p \cdot \sigma \cdot T_{si,p}^4 + (1 - \varepsilon_p) \cdot \sum_{q=1}^{N_p} F_{pq} \cdot J_q \end{aligned}$$

expression qui se résume à, compte tenu de l'hypothèse 1 :

$$\boxed{J_p = \sigma \cdot T_{si,p}^4} \quad (2)$$

En remplaçant (2) dans (1), on a alors :

$$\boxed{\Phi_{net,c} = S_c \cdot \sigma \cdot \left[T_{rm}^4 - \sum_{p=1}^{N_p} F_{cp} \cdot T_{si,p}^4 \right]} \quad (3)$$

Hypothèse 2: Les facteurs de forme sont approchés au prorata des surfaces,

$$\left\{ \begin{array}{l} F_{ij} = \frac{S_j}{\sum_{p=1}^{N_p} S_p} = \frac{S_j}{S_{tot}} \\ \\ F_{ii} = 0, \text{ les surfaces étant} \\ \text{considérées planes} \end{array} \right. \quad (4)$$

D'où les relations:

$$\begin{aligned} \Phi_{net,c} &= S_c \cdot \left[T_{rm}^4 - \sum_{p=1}^{N_p} \frac{S_p}{S_{tot}} \cdot T_{si,p}^4 \right] \\ &= S_c \cdot \left[\sum_{p=1}^{N_p} \frac{S_p}{S_{tot}} \cdot T_{rm}^4 - \sum_{p=1}^{N_p} \frac{S_p}{S_{tot}} \cdot T_{si,p}^4 \right] \\ &= S_c \cdot \left[\sum_{p=1}^{N_p} \frac{S_p}{S_{tot}} \cdot (T_{rm}^4 - T_{si,p}^4) \right] \\ &= S_c \cdot \left[\sum_{p=1}^{N_p} \frac{S_p}{S_{tot}} \cdot h_{ri,p} \cdot (T_{rm} - T_{si,p}) \right] \end{aligned} \quad (5)$$

où $h_{ri,p}$ est le coefficient d'échange radiatif des surfaces, issu de la linéarisation des transferts radiatifs. On peut en effet écrire [3]:

$$\begin{aligned} (T_{rm}^4 - T_{si,p}^4) &= (T_{rm}^2 + T_{si,p}^2) \cdot (T_{rm}^2 - T_{si,p}^2) \\ &= (T_{rm}^2 + T_{si,p}^2) \cdot (T_{rm} + T_{si,p}) \cdot (T_{rm} - T_{si,p}) \\ &\cong 4 \cdot \left(\frac{T_{rm} + T_{si,p}}{2} \right)^3 \cdot (T_{rm} - T_{si,p}) \\ &\cong 4 \cdot T_{moy,p}^3 \cdot (T_{rm} - T_{si,p}) \end{aligned}$$

Ainsi, en posant $h_{ri,p} = 4 \cdot \sigma \cdot T_{moy,p}^3$, on retrouve l'expression (5). En outre, si tous ces coefficients sont égaux ($h_{ri,p} = h_{ri}$, $\forall p$), le corps c étant en équilibre radiatif, son flux net est nul, ce qui permet d'écrire :

$$\sum_{p=1}^{N_p} S_p \cdot (T_{rm} - T_{si,p}) = 0$$

$\varepsilon_f \ll 1$, f étant l'indice de la paroi
à très faible émissivité

Finalement,

$$T_{rm} = \frac{\sum_{p=1}^{N_p} S_p \cdot T_{si,p}}{\sum_{p=1}^{N_p} S_p} \quad (6)$$

Cette température radiante moyenne T_{rm} permet donc, dans le cadre que l'on s'est fixé, à savoir une enceinte fermée à parois noires dont les facteurs de formes sont estimés au prorata des surfaces, la prise en compte simplifiée de son état radiatif. On note en outre que la linéarisation des relations traduisant les transferts radiatifs font apparaître un coefficient d'échange radiatif h_{ri} , qui, s'il est supposé uniforme pour toutes les parois, mène à une température radiante moyenne d'expression très simple.

EXTENSION AU CAS D'UNE ENCEINTE FERMÉE INCLUANT DES SURFACES FAIBLEMENT EMISSIVES

Ce paragraphe propose une extension de la démarche précédente au cas d'une enceinte incluant des surfaces à très faible émissivité ; nous examinerons dans un premier temps le cas où seule une surface à très faible émissivité est présente et nous proposerons une méthode de généralisation au cas d'une enceinte fermée possédant un nombre donné de surfaces faiblement émissives.

Cas d'une enceinte fermée incluant une surface à faible émissivité

Considérons maintenant le cas où l'une des parois de l'enceinte est faiblement émissive, ce que nous traduirons mathématiquement par :

La principale répercussion sur les équations présentées dans le paragraphe précédent va se situer au niveau de la radiosité de cette paroi, pour laquelle nous ne pourrions plus considérer qu'elle est équivalente à celle d'un corps noir et que par conséquent, elle se résume à son émittance propre. Reprenons la démarche précédente et écrivons le bilan radiatif d'un corps c , noir, de faibles dimensions, connecté radiativement aux autres parois de l'enceinte. On rappelle que l'indice associé à la paroi à très faible émissivité est f .

Le flux net du corps c vaut par définition :

$$\Phi_{net,c} = \Phi_{emis,c} - \Phi_{abs,c}$$

soit, après un développement analogue au précédent :

$$\Phi_{net,c} = S_c \cdot \left[\sigma \cdot T_{rm}^4 - \sum_{p=1}^{N_p} F_{cp} \cdot J_p \right] \quad (10)$$

De même, la radiosité J_p , pour une paroi opaque quelconque, a pour expression :

$$\begin{aligned} J_p &= \varphi_{emis,p} + \varphi_{réfléchi,p} \\ &= \varepsilon_p \cdot M_p^0 + \rho_p \cdot E_p \\ &= \varepsilon_p \cdot M_p^0 + (1 - \varepsilon_p) \cdot E_p \end{aligned}$$

en remplaçant cette expression dans (10), il vient alors :

$$\begin{aligned} \Phi_{net,c} &= S_c \cdot \sigma \cdot T_{rm}^4 \\ &\quad - S_c \cdot \sum_{p=1}^{N_p} F_{cp} \cdot (\varepsilon_p \cdot \sigma \cdot T_{si,p}^4 + (1 - \varepsilon_p) \cdot E_p) \\ &= S_c \cdot \sigma \cdot T_{rm}^4 \\ &\quad - S_c \cdot \sum_{p=1}^{N_p} \varepsilon_p F_{cp} \cdot \sigma \cdot T_{si,p}^4 - \sum_{p=1}^{N_p} (1 - \varepsilon_p) \cdot F_{cp} \cdot E_p \end{aligned} \quad (7)$$

Supposons maintenant que toutes les parois de l'enceinte fermée sont des corps noirs, sauf une, à très faible émissivité, indicée f , comme

mentionné précédemment. L'équation (7) s'écrit alors :

$$\Phi_{net,c} = S_c \cdot \left[\sigma \cdot T_{rm}^4 - \sum_{p=1}^{N_p} \varepsilon_p F_{cp} \cdot \sigma \cdot T_{si,p}^4 \right] - S_c \cdot (1 - \varepsilon_f) \cdot F_{cf} \cdot E_f \quad (8)$$

Or, à ce stade, il est intéressant de constater que, compte tenu du fait qu'excepté la paroi à très faible émissivité, les autres parois de l'enceinte sont des corps noirs, l'éclairement E_f se simplifie de la manière suivante :

$$\begin{aligned} E_f &= \frac{\sum_{p=1}^{N_p} S_p \cdot F_{pf} \cdot J_p}{S_f} \\ &= \frac{\sum_{p=1}^{N_p} S_f \cdot F_{fp} \cdot J_p}{S_f} \quad (9) \\ &= \sum_{p=1}^{N_p} F_{fp} \cdot J_p \end{aligned}$$

La radiosité de la paroi p valant l'émittance propre de la paroi, étant donné qu'il n'y a pas réflexion :

$$J_p = \sigma \cdot T_{si,p}^4, \quad \forall p \neq f \quad (10)$$

En remplaçant (10) dans (9), puis dans (8), on a alors :

$$\begin{aligned} \Phi_{net,c} &= \\ S_c \cdot \left[\sigma \cdot T_{rm}^4 - \sum_{p=1}^{N_p} \varepsilon_p F_{cp} \cdot \sigma \cdot T_{si,p}^4 \right] & \\ - S_c \cdot (1 - \varepsilon_f) \cdot F_{cf} \cdot \sum_{p=1}^{N_p} F_{fp} \cdot \sigma \cdot T_{si,p}^4 & \end{aligned} \quad (11)$$

Soit donc :

$$\begin{aligned} \Phi_{net,c} &= S_c \cdot \sigma \cdot T_{rm}^4 - S_c \cdot \sigma \times \\ \sum_{p=1}^{N_p} \left[\varepsilon_p F_{cp} + (1 - \varepsilon_f) \cdot F_{cf} F_{fp} \right] \cdot T_{si,p}^4 & \end{aligned} \quad (12)$$

De plus,

$$\begin{aligned} \sum_{p=1}^{N_p} \left[\varepsilon_p \cdot F_{cp} + (1 - \varepsilon_f) \cdot F_{cf} \cdot F_{fp} \right] &= \\ \sum_{p=1}^{N_p} \varepsilon_p \cdot F_{cp} + (1 - \varepsilon_f) \cdot F_{cf} \cdot \sum_{p=1}^{N_p} F_{fp} &= \\ \sum_{\substack{p=1 \\ p \neq f}}^{N_p} \varepsilon_p \cdot F_{cp} + \varepsilon_f \cdot F_{cf} + (1 - \varepsilon_f) \cdot F_{cf} &= \\ 1 - F_{cf} + \varepsilon_f \cdot F_{cf} + (1 - \varepsilon_f) \cdot F_{cf} &= 1 \end{aligned} \quad (13)$$

On peut donc écrire, en incluant ce facteur dans l'expression du flux net du corps c :

$$\begin{aligned} \frac{\Phi_{net,c}}{S_c} &= \sum_{p=1}^{N_p} \left(\varepsilon_p F_{cp} + (1 - \varepsilon_f) \cdot F_{cf} F_{fp} \right) \\ &\times \sigma \cdot (T_{rm}^4 - T_{si,p}^4) \end{aligned} \quad (14)$$

En linéarisant cette expression, et en introduisant le coefficient d'échange radiatif $h_{ri,p} = 4 \cdot \sigma \cdot T_{moy,p}^3$, il vient :

$$\begin{aligned} \frac{\Phi_{net,c}}{S_c} &= \sum_{p=1}^{N_p} \left(\varepsilon_p F_{cp} + (1 - \varepsilon_f) \cdot F_{cf} F_{fp} \right) \\ &\times h_{ri,p} (T_{rm} - T_{si,p}) \end{aligned} \quad (15)$$

Or, le corps c étant en équilibre radiatif, son flux net est nul, ce qui permet d'écrire :

$$\begin{aligned} \sum_{p=1}^{N_p} \left(\varepsilon_p F_{cp} + (1 - \varepsilon_f) \cdot F_{cf} F_{fp} \right) \times \\ h_{ri,p} (T_{rm} - T_{si,p}) &= 0 \end{aligned} \quad (16)$$

Ce que l'on peut encore écrire, en distinguant les types de parois (à très faible émissivité ou pas) :

$$\begin{aligned} & \sum_{\substack{p=1 \\ p \neq f}}^{N_p} (\varepsilon_p F_{cp} + (1 - \varepsilon_f) \cdot F_{cf} F_{fp}) \times \\ & h_{ri,p} (T_{rm} - T_{si,p}) + \\ & (\varepsilon_f F_{cf} + (1 - \varepsilon_f) \cdot F_{cf} F_{ff}) \times \\ & h_{ri,f} (T_{rm} - T_{si,f}) = 0 \end{aligned} \quad (17)$$

Soit :

$$\begin{aligned} & \sum_{\substack{p=1 \\ p \neq f}}^{N_p} (\varepsilon_p F_{cp} + F_{cf} F_{fp}) \cdot h_{ri,p} (T_{rm} - T_{si,p}) \\ & + \varepsilon_f F_{cf} \cdot h_{ri,f} (T_{rm} - T_{si,f}) = 0 \end{aligned} \quad (18)$$

En utilisant les simplifications :

$$\left\{ \begin{array}{l} F_{ff} = 0; \text{ la paroi est plane,} \\ \text{elle ne se "voit" pas} \\ (1 - \varepsilon_f) \cong 1; \text{ l'émissivité étant très faible,} \\ \text{de l'ordre de 0,05} \end{array} \right. \quad (19)$$

Ainsi, en posant :

$$\left\{ \begin{array}{l} H_{ri,f} = \varepsilon_f \cdot F_{cf} \cdot h_{ri,f}; \\ \text{coefficient d'échange radiatif de la} \\ \text{paroi à faible émissivité} \\ H_{ri,p} = (\varepsilon_p \cdot F_{cp} + F_{cf} \cdot F_{fp}) \cdot h_{ri,p}; \\ \text{pour les parois considérées comme} \\ \text{des corps noirs} \end{array} \right. \quad (20)$$

On obtient un formalisme analogue à celui utilisé couramment, faisant intervenir un coefficient d'échange radiatif; cependant, ceux présentés ci-dessus permettent une prise en compte du comportement radiatif des parois, ce au travers de leurs émissivités. Le cas ou une paroi à très faible émissivité est présente peut alors être traité de manière simplifiée.

En intégrant les équations (20) dans l'expression (18), il vient :

$$\begin{aligned} & \sum_{\substack{p=1 \\ p \neq f}}^{N_p} H_{ri,p} \cdot (T_{rm} - T_{si,p}) \\ & + H_{ri,f} (T_{rm} - T_{si,f}) = 0 \end{aligned} \quad (21)$$

En poursuivant le calcul, on montre alors :

$$T_{rm} = \frac{\sum_{\substack{p=1 \\ p \neq f}}^{N_p} H_{ri,p} \cdot T_{si,p} + H_{ri,f} \cdot T_{si,f}}{\sum_{\substack{p=1 \\ p \neq f}}^{N_p} H_{ri,p} + H_{ri,f}} \quad (22)$$

L'expression (22) permet donc le calcul d'une température radiante moyenne, représentative de l'état radiatif d'une enceinte fermée incluant une paroi à très faible émissivité. Ainsi, sous réserve de connaître les facteurs de forme liant les diverses parois de l'enceinte, et en considérant le coefficient d'échange radiatif « classique » $h_{ri,p} = 6,1 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, $\forall p^1$, il est possible d'avoir une première approximation des échanges radiatifs dans une enceinte telle que celle considérée dans les paragraphes ci-dessus.

Introduisons maintenant la simplification des facteurs de forme au prorata des surfaces, formalisée par les relations (4). Les coefficients d'échanges radiatifs $H_{ri,p}$ et $H_{ri,f}$ deviennent alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} H_{ri,p} = (\varepsilon_p \cdot F_{cp} + F_{cf} \cdot F_{fp}) \cdot h_{ri,p} \\ = \left(\varepsilon_p \cdot \frac{S_p}{S_{tot}} + \frac{S_f}{S_{tot}} \cdot \frac{S_p}{S_{tot}} \right) \cdot h_{ri,p} \\ = \frac{S_p}{S_{tot}} \cdot \left(\varepsilon_p + \frac{S_f}{S_{tot}} \right) \cdot h_{ri,p} \\ H_{ri,f} = \varepsilon_f \cdot F_{cf} \cdot h_{ri,f} \\ = \varepsilon_f \cdot \frac{S_f}{S_{tot}} \cdot h_{ri,f} \end{array} \right. \quad (23)$$

¹ Cette valeur est obtenue en supposant que la température moyenne T_{moy} vaut 300K

En introduisant ces relations dans l'expression (21), on obtient alors :

$$\sum_{\substack{p=1 \\ p \neq f}}^{N_p} \left(\varepsilon_p + \frac{S_p}{S_{tot}} \right) \cdot \frac{S_p}{S_{tot}} \cdot h_{ri,p} \cdot (T_{rm} - T_{si,p}) + \varepsilon_f \cdot \frac{S_f}{S_{tot}} \cdot h_{ri,f} \cdot (T_{rm} - T_{si,f}) = 0 \quad (24)$$

On remarque alors, qu'en affectant une « émissivité fictive » aux parois, donnée par :

$$\begin{cases} \varepsilon_p^{fic} = \varepsilon_p + \frac{S_p}{S_{tot}}, & \text{si } \varepsilon_p \text{ proche de } 1 \\ \varepsilon_p^{fic} = \varepsilon_p, & \text{si } \varepsilon_p \ll 1 \end{cases} \quad (25)$$

On obtient alors une expression globalisée, qui, en posant $H_{ri,p} = \varepsilon_p^{fic} \cdot h_{ri,p}$, selon la même convention que dans le cas général, mène à :

$$\sum_{p=1}^{N_p} S_p \cdot H_{ri,p} \cdot (T_{rm} - T_{si,p}) = 0 \quad (26)$$

Finalement, l'expression donnant la température radiante moyenne se simplifie encore et s'écrit :

$$T_{rm} = \frac{\sum_{p=1}^{N_p} S_p \cdot H_{ri,p} \cdot T_{si,p}}{\sum_{p=1}^{N_p} S_p \cdot H_{ri,p}} \quad (27)$$

Généralisation à une enceinte fermée incluant un nombre donné de surfaces à très faibles émissivités

Il est intéressant de pouvoir mettre en évidence le comportement radiatif d'une enceinte fermée incluant plus d'une surface à très faible émissivité. Or, la démarche précédente, en particulier le formalisme lié aux transferts radiatifs, compliquent notablement

les équations, et notre objectif de résultat simplifié s'en trouve par conséquent éloigné.

Cependant, en première approximation, nous pouvons proposer de généraliser ce qui a été développée précédemment, en assimilant les diverses surfaces à très faible émissivité à une seule surface, dont l'émissivité serait la moyenne pondérée par les surfaces des émissivités de l'ensemble des surfaces émissives et de facteur de forme la moyenne pondérée par les surfaces des facteurs de forme des autres parois. Cette démarche est certes approximative et peut paraître contestable, mais compte tenu de la difficulté ascensionnelle du formalisme des transferts radiatifs dans l'enceinte fermée, traduisant en particulier les interréllexions, elle offre un moyen simple de mise en œuvre, pouvant notamment être intégrée facilement dans les codes de simulation du comportement thermique des bâtiments. En outre, le cheminement est identique à celui de la méthode de l'enceinte fictive, donnant également une approximation des transferts radiatifs de grande longueur d'onde dans une enceinte fermée [4].

Pour une modélisation plus fine du comportement radiatif des enceintes fermées à parois quelconques, le recours à des méthodes fines, telles que celle des radiosités [5], est nécessaire. Cependant, leur mise en œuvre est beaucoup plus lourde et nécessite des temps de simulation plus importants, qui peuvent devenir très rapidement prohibitifs, en fonction du bâtiment simulé.

ETUDES NUMERIQUES

Les paragraphes ci-dessous exposent les tests numériques menés pour mettre en évidence la pertinence de la méthode. Cette dernière a en effet été implémentée dans un code de simulation du comportement thermique des bâtiments, ce afin de la qualifier par rapport à une méthode de référence, la méthode des radiosités. Plusieurs types d'enceinte peuvent être décrites ; nous avons fait le choix de considérer dans un premier temps une enceinte monozone, typiquement un cube, puis une enceinte multizone. Bien entendu, chaque enceinte dispose d'une paroi à très faible émissivité.

Cas monozone

Considérons une enceinte identique à celle des paragraphes précédents ; la description dans le code de calcul nécessitant la saisie de matériaux, supposons que les parois à comportement radiatif noir sont en béton de 0,1m d'épaisseur, et que la paroi à très faible émissivité est en aluminium de 0,001m d'épaisseur. Le volume intérieur vaut 1m^3 , les surfaces des parois valant toutes 1m^2 . Trois modèles d'évaluation des échanges radiatifs de grande longueur d'onde sont utilisés :

- La méthode du h_{ri} classique, $h_{ri} = 6.1\text{W.m}^{-2}$
- La méthode du h_{ri} généralisé
- La méthode des radiosités, la référence

L'erreur relative est quantifiée par rapport à la méthode de référence, et les résultats (simulation sur 5 jours) concernant la température d'air et la température radiante moyenne sont présentés sur les figures 1 et 2.

Sur ces courbes, il est notable que la prise en compte de la faible émissivité selon la méthode proposée est nettement améliorée. En effet, l'erreur relative par rapport à la méthode de référence est faible, valant au maximum 0,15 %. De même, les courbes concernant la température radiante moyenne sont très proches, l'erreur relative maximale valant 0,26%. Nous constatons également que la méthode du h_{ri} classique fournit des résultats non satisfaisants, avec une erreur relative maximale de 5,93% pour la température d'air et de 14,89% pour la température radiante moyenne.

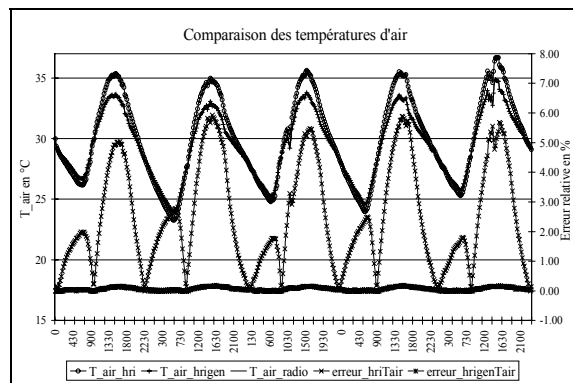


Figure 1: Comparaison des températures d'air et visualisation de l'erreur relative

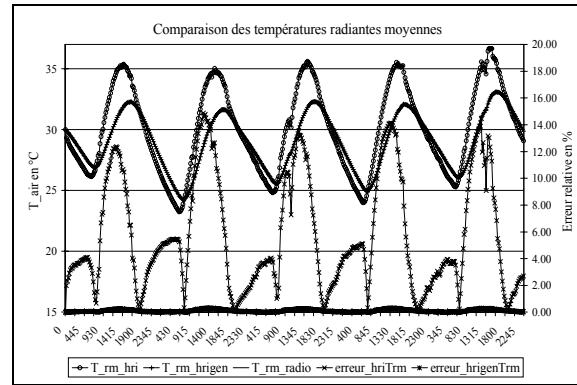


Figure 2 : Comparaison des températures radiantes moyennes et visualisation de l'erreur relative

Cas bizona

Prenons à présent le cas d'une double enceinte dont la paroi de séparation est constituée d'aluminium. On a ainsi affaire, selon la typologie classique en thermique du bâtiment, à un cas bizona. De même, nous considérons que les parois à comportement radiatif noir sont constituées de béton de 0,1m d'épaisseur et que la paroi à faible émissivité est constituée comme mentionné précédemment d'aluminium de 0,001m d'épaisseur. De manière analogue au paragraphe précédent, nous présentons ci-dessous (figures 3 et 4) les courbes liées à la température d'air et à la température radiante moyenne. L'erreur relative, par rapport à la méthode de référence (méthode des radiosités) est la encore quantifiée.

Nous constatons la encore la bonne concordance de la méthode proposée avec la méthode de référence, l'erreur relative étant faible (<0,5%).

Notons cependant que l'erreur est plus importante dans la zone haute, dont la paroi de type « toit » est fortement sollicitée. Ceci s'explique par le fait que sollicitée fortement, l'hypothèse de comportement radiatif noir est moins justifiée pour une paroi.

Néanmoins, l'erreur reste faible et la cohérence des résultats persiste. On note également que la méthode du h_{ri} classique est la encore défailante, l'erreur relative maximale

valant environ 2,30% pour la température d'air et 4,30% pour la température radiante moyenne.

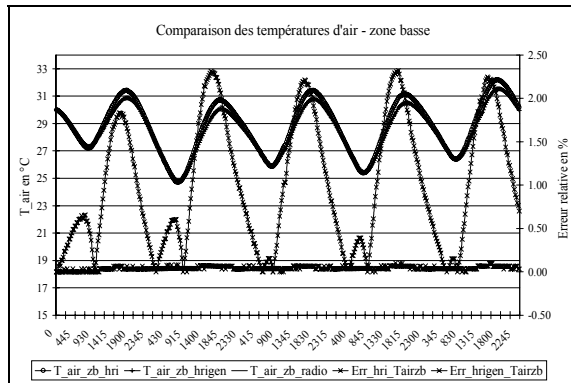


Figure 3: Comparaison des températures d'air dans la zone basse

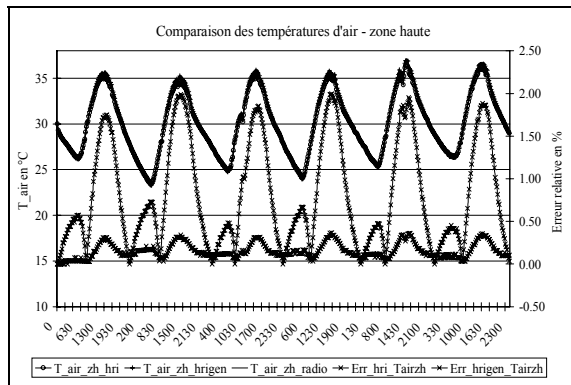


Figure 4 : Comparaison des températures d'air dans la zone haute

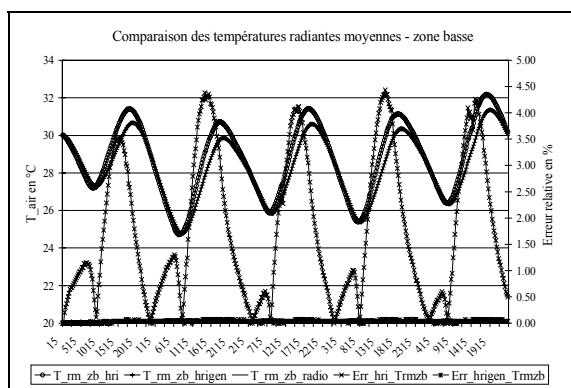


Figure 5: Comparaison des températures radiantes moyennes dans la zone basse

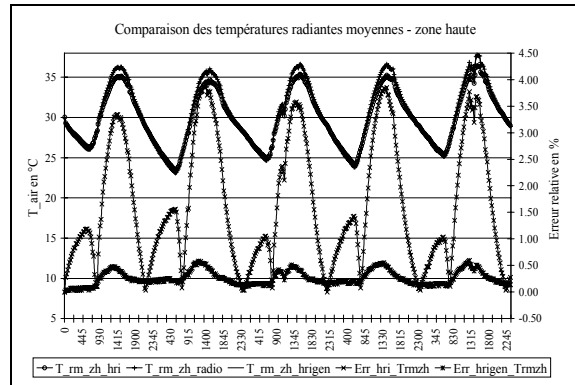


Figure 6 : Comparaison des températures radiantes moyennes dans la zone haute

SYNTHESE ET CONCLUSION

L'objet de la méthode proposée est de prendre en compte de manière simplifiée la faible émissivité dans une enceinte fermée.

Pour cela, nous nous basons sur la notion de température radiante moyenne, dont la formalisation a été étendue à une enceinte fermée contenant une paroi à très faible émissivité. Nous montrons que dans un tel cas, l'écriture de la température est analogue à celle obtenue dans le cas le plus simple (enceinte à parois noires) sous réserve d'introduire un coefficient d'échange radiatif par paroi incluant leurs émissivités et leurs facteurs de formes.

Nous avons encore simplifié l'expression obtenue en approchant les facteurs de forme au prorata des surfaces², ce qui nous a mené vers une coefficient d'échange pondéré par l'émissivité des parois et un rapport de surfaces.

La méthode a été implémentée dans un code de calcul du comportement thermique des bâtiments, et a été testée sur deux cas, l'un monozone et l'autre bizone. Les résultats sont nets, et montrent une meilleure prise en compte de la faible émissivité par les relations proposées, l'erreur relative par rapport à une méthode de référence étant faible, inférieure à 1%.

Cette méthode, qui se veut être une approche simplifiée de la faible émissivité dans une enceinte fermée, possède des avantages non négligeables :

² Approximation sphérique, qui évite la description géométrique de l'enceinte

D'une part, son implémentation est aisée, ce qui permet de la généraliser au sein des nombreux codes de simulation du comportement thermique des bâtiments moyennant de simples modifications.

D'autre part, elle ne nécessite aucun couplage itératif particulier, ce qui n'augmente pas les temps de simulation ; dans le cas de la méthode des radiosités par exemple, les temps de simulation sont relativement importants, compte tenu des couplages fins à réaliser ; en comparaison, la méthode simplifiée que nous proposons permet de réduire ce temps de simulation en gardant une précision satisfaisante, ce qui peut être avantageux quand on considère par exemple l'évolution annuelle des températures d'un bâtiment.

RÉFÉRENCES

- 1 **Siegel, R. Howell, J.R.**, *Thermal Radiation Heat Transfer*. New York : Mc Graw Hill Book Compagny, 1981, 862 p.
- 2 **Caccavelli, D.** *Modélisation du comportement thermique des bâtiments multizones : adaptation à un processus de conception*. Thèse : Sci. : Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1988. 477 p.
- 3 **Taine, J., Petit, J-P.** *Transferts thermiques*. Paris : Dunod, 1995. 422 p. ISBN 2-10-002302-0
- 4 **Roldan, A.** *Etude thermique et aéraulique des enveloppes de bâtiment. Influence des couplages intérieurs et du multizonage*. Thèse : Sci. : Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1985. 310 p.
- 5 **Allard, F., Inard, C., Roldan, A.** *Etude comparative de différentes méthodes de modélisation des échanges radiatifs de courtes et grandes longueurs d'onde dans une cellule d'habitation*. Annales de l' I.T.B.T.P. 1986, n°442. 60 p.