TRANSFERT RADIATIF ET CONDUCTIF DANS UN MILIEU NON GRIS, ABSORBANT, ÉMETTANT ET DIFFUSANT A DEUX DIMENSIONS. APPLICATION AUX BARRIÈRES INCENDIE

N. Berour [1], D. Lacroix [1], A. Collin [1], G. Jeandel [1] et A. Warin [1]
1 : LEMTA, Université Henri Poincaré, Nancy 1, B.P. 239,
54506 Vandoeuvre les Nancy cedex, France.
Nacer.Berour@lemta.uhp-nancy.fr

RESUME

L'objet de cette étude est la modélisation numérique du transfert de chaleur par rayonnement et conduction dans un milieu non gris, absorbant et diffusant d'une manière anisotrope, en géométrie bidimensionnelle. Nous résolvons les équations du transfert radiatif (E.T.R.) et de la conservation de l'énergie. La partie radiative du problème est traitée à l'aide de la méthode des Ordonnées Discrètes. L'équation de l'énergie est résolue par différences finies. L'application traitée porte sur la protection incendie, d'installations industrielles à risques, par rideaux d'eau pulvérisée. Les propriétés optiques des gouttes sont déterminées par la théorie de Mie.

Mots clés : rayonnement, théorie de Mie, transfert couplé, milieux non gris, barrière thermique.

NOMENCLATURE

Symboles utilisés

E, N, S, W : Repérage des côtés
e : Distance minimale séparant deux particules
f_v : Fraction volumique des gouttes
h : Coefficient convectif, $W.m^{-2}.K^{-1}$
k : Indice d'absorption
k_t : Conductivité thermique, $W.m.K^{-1}$
L : Luminance, $W.m^{-2}.sr$
L^0 : luminance du corps noir, $W.m^{-2}.sr^{-1}$
n : Indice de réfraction
Q_r : Flux radiatif, $W.m^{-2}$
Q_c : Flux conductif, $W.m^{-2}$
Q_{diff} : Efficacité de diffusion
Q_{abs} : Efficacité d'absorption
Q_{ext} : Efficacité d'extinction
S : Terme source de l'E.T.R.
S_r : Terme source radiatif, $W.m^{-2}$
T : Température, K
$x=\pi.d/\lambda$: Paramètre de taille
X, Y, H : Dimensions du milieu, µm

Lettres grecques

λ : Longueur d'onde, m
κ : Coefficient d'absorption des gouttes, m^{-1}
σ_a : Coefficient d'absorption du rideau d'eau, m^{-1}
β : Coefficient d'extinction, m^{-1}
Ω : Direction de propagation du rayonnement
Φ : Fonction de phase de diffusion
m : direction discrétisée

1. INTRODUCTION

Des accidents, comme celui survenu en 1986 à Mexico dans un complexe de réservoirs de stockage ou celui survenu dans la raffinerie de pétrole à Mil Ford Haven (Royaume-Uni,1994) où les dégâts matériels ont été évalués à près de 100 millions dollars, ont prouvé que le rayonnement émis par les flammes d'un incendie pouvait entraîner des séries de nouveaux sinistres du fait de la propagation du rayonnement (explosion en chaîne de réservoirs par propagation du rayonnement).

Des travaux récents sur les rideaux d'eaux pulvérisés ont été menés afin d'améliorer la protection des biens contre les rayonnements dus aux incendies. Les thèses de Pretrel [1], Dembélé [2] et Zimmer [3], par exemple, ont permis de développer des codes simplifiés simulant les échanges radiatifs en 1D en analysant l'aspect dynamique du problème en situation isotherme. Nous avons repris une partie de ces travaux afin de traiter le problème thermique couplé bidimensionnel. Une description synthétique du rideau d'eau considéré est donné sur la figure suivante (Fig. 1).

La partie innovante de ce travail est le couplage rayonnement-conduction dans un milieu fortement diffusant composé de plusieurs phases. Le comportement spectral du milieu étudié est pris en compte dans notre modèle radiatif par le biais de la théorie de Mie, appliquée aux gouttelettes des sprays. Ainsi, nous utilisons les valeurs spectrales de l'indice optique complexe de l'eau (Fig. 2). Le modèle numérique basé sur les Ordonnées Discrètes a été élaboré initialement pour un milieu purement absorbant par Lacroix [4] dans le cadre d'une étude sur les fours verriers. Pour les besoins de notre étude nous avons généralisé ce modèle pour des milieux absorbants, émettants et diffusants d'une manière anisotrope.

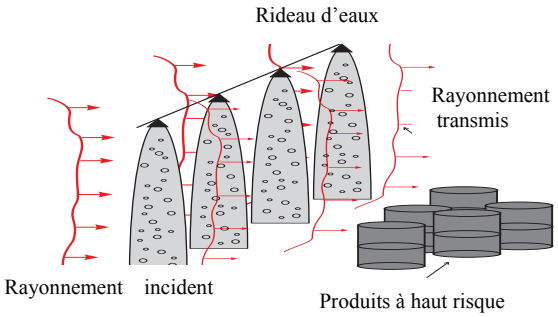


Figure 1: Rideaux d'eau anti-incendie.

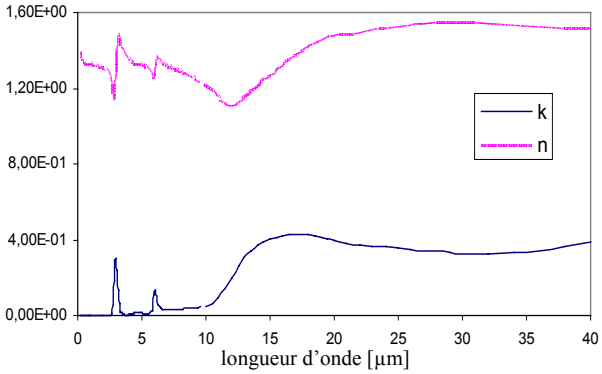
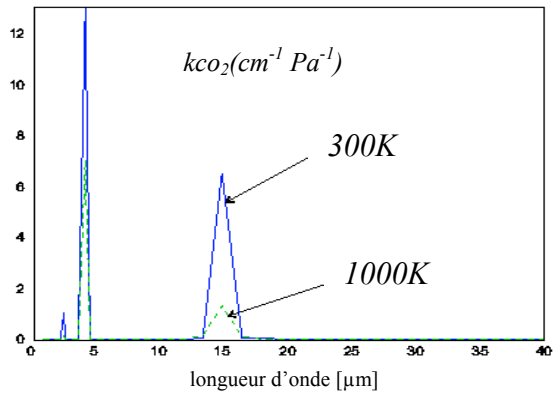


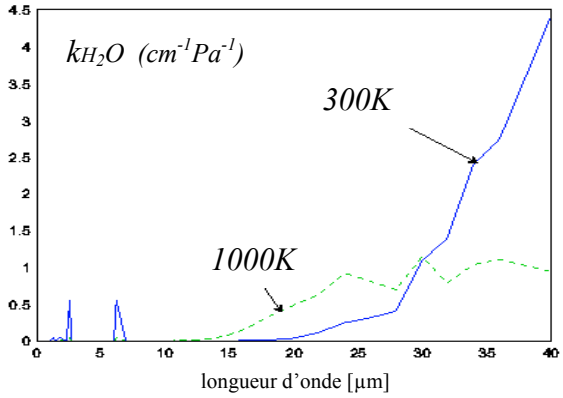
Figure 2 : Indices ***n*** et ***k*** de l'eau.

2. THÉORIE DE MIE

Le rideau d'eau est composé de deux phases : une phase gazeuse (mélange : air, vapeur d'eau et CO_2) dont les propriétés radiatives sont disponibles dans la littérature [5] (Fig. 3) et une phase liquide (gouttelettes d'eau) dont les propriétés radiatives sont déterminées par la théorie de Mie. Cette théorie est utilisable quel que soit l'indice (Fig. 2) et le paramètre de taille des particules diffusantes, contrairement aux modèles approchés (Raleigh, et optique géométrique [6]). Pour plus de détails sur la théorie de Mie, le lecteur pourra, notamment, se reporter aux ouvrages de référence Modest [7], Van de Hulst [8], Ozisik [9] et Bohren et Huffman [10]. En outre, afin d'alléger le contenu de cet article, nous ne présentons pas les relations théoriques permettant le calcul des efficacités.



(a)



(b)

Figure 3 : Coefficient d'absorption du CO_2 (a) et de la vapeur d'eau (b)

Les caractéristiques optiques du milieu sont obtenues pour plusieurs diamètres de gouttelettes d'eau en fonction de la longueur d'onde, dans la plage du rayonnement nous intéressant ($0{,}5\mu m<\lambda<40\mu m$). Les propriétés radiatives d'un spray peuvent être obtenues par intégration à l'aide de la fraction volumique et des propriétés d'une gouttelette supposée isolée [7, 10]. Ce raisonnement est justifié par la condition de diffusion indépendante donnée par Modest (1).

$$e/\lambda_0>0.5 \text{ ou } f_v<0.006 \quad (1)$$

Nos résultats ont été confrontés à ceux de Pretrel [1]. Nous obtenons des grandeurs, dans l'ensemble, similaires. Les résultats présentés et commentés dans cet article sont : l'efficacité d'absorption, de diffusion, d'extinction ainsi que la fonction de phase de diffusion.

Pour combiner les différents processus d'absorption au sein du rideau d'eau, le coefficient d'absorption est calculé de la manière suivante :

$$\sigma_{a\lambda}=\kappa_\lambda(gouttes)+x_{CO2}.k_{\lambda_CO2}(T)+x_{H2O}.k_{\lambda_H2O}(T) \quad (2)$$

L'absence de diffusion dans les gaz, à notre échelle, nous permet de garder comme coefficient de diffusion global celui calculé par la théorie de Mie pour l'ensemble des gouttelettes dans le vide.

3. MODELE THERMIQUE ET MISE EN EQUATIONS

Modèle radiatif

L'équation du Transfert Radiatif (3) est la relation qui permet de connaître l'évolution de la luminance dans un milieu semi-transparent. Pour un problème à deux dimensions, dans le cas d'un milieu d'indice de réfraction n_λ, on écrit :

$$\mu\frac{\partial L_\lambda}{\partial x}+\xi\frac{\partial L_\lambda}{\partial y}=-\beta_\lambda L_\lambda+\kappa_\lambda n_\lambda^2 L_\lambda^0+\frac{\sigma_\lambda}{4\pi}\int_{\Omega'=4\pi} L_\lambda\Phi(\vec{\Omega}'\to\vec{\Omega})d\Omega' \quad (3)$$

La méthode des Ordonnées Discrètes (Modest [4]) permet l'utilisation de quadratures angulaires prédéfinies. Nous utiliserons les quadratures S_6 et S_8 (Fig. 4) avec 48 et 80 directions de discrétisation respectivement. La discrétisation spatiale du milieu étudié nécessite beaucoup d'attention. En effet, les forts gradients thermiques qui peuvent exister aux limites du domaine peuvent introduire des instabilités dans le calcul. Il est donc nécessaire, dans notre cas, d'utiliser un maillage spatial non uniforme. Cette discrétisation s'appuie sur une grille classique dont la taille des éléments diminue à mesure que l'on s'approche des bords, selon un décrément géométrique (Fig. 5). Cette technique est efficace dans la mesure où les dimensions du milieu ne sont pas trop grandes, compte tenu des performances actuelles des ordinateurs. En utilisant la méthode des Ordonnées Discrètes, l'équation (3) peut se mettre (pour une direction m) sous la forme :

$$\mu_m\frac{\partial L_\lambda^m}{\partial x}+\xi_m\frac{\partial L_\lambda^m}{\partial y}=-\beta_\lambda L_\lambda^m+S_\lambda^m \quad (4)$$

avec $$S_\lambda^m=\kappa_\lambda n_\lambda^2 L_\lambda^0+\frac{\sigma_\lambda}{4\pi}\sum_{m'=1}^{N} L_\lambda^{m'}\Phi^{m'm}w_m \quad (5)$$

L'intégration de (4) sur le volume de contrôle (Fig. 6) donne :

$$\mu_m\Delta y(L_e^m-L_w^m)+\xi_m\Delta x(L_n^m-L_s^m)=(-\beta L_p^m+S_p^m)\Delta x\Delta y \quad (6)$$

L'équation finale qui donne la luminance au centre de la maille (point P) est obtenue en introduisant les relations de fermetures dans (6). Pour les directions $\mu_m>0$ et $\zeta_m>0$ les relations de fermetures s'écrivent :

$$L_p^m=(1-f_x^m)L_w^m+f_x^m L_e^m=(1-f_y^m)L_s^m+f_y^m L_n^m \quad (7)$$

Pour $f=f_x^m=f_y^m=1$ on a le schéma 'step', pour $f=f_x^m=f_y^m=0.5$ le schéma 'diamant' ; bien que ces deux schémas soient simples à mettre en œuvre, ils montrent leurs limites pour des milieux optiquement épais. De plus, ils sont susceptibles de générer la diffusion artificielle ('effet de raies') comme l'a montré Il-kyoung Kim [11]. Bien qu'il existe d'autres schémas, tels que le schéma exponentiel ou le schéma dit 'linéarisé' proposés par Raithby et Chui [12] et Chai [13], nous avons utilisé le schéma dit pondéré, décrit par Carslon et Lathrop [14]. Ce dernier présente l'avantage d'être proche de la réalité physique ; les coefficients f sont donnés en fonction de la direction de propagation du rayonnement, du pas du maillage et des coefficients d'absorption et de diffusion. La relation finale qui donne la luminance au centre de maille s'écrit alors :

$$L_p^m=\frac{\frac{\mu_m\Delta y}{f_x^m}L_w^m+\frac{\xi_m\Delta x}{f_y^m}L_s^m+S_p^m\Delta x\Delta y}{\frac{\mu_m\Delta y}{f_x^m}+\frac{\xi_m\Delta x}{f_y^m}+\beta_p\Delta x\Delta y} \quad (8)$$

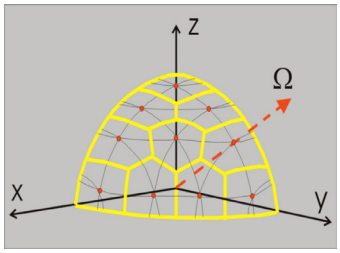


Figure 4 : Quadrature S_8.

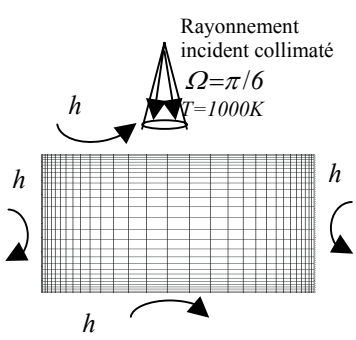
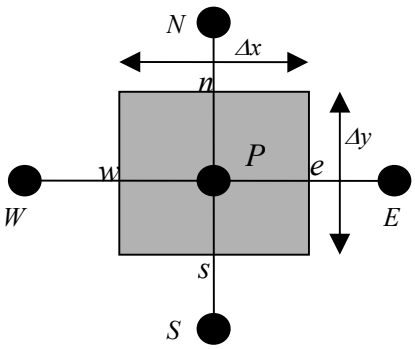


Figure 5 : Zone de calcul.



.Figure 6 : volume de contrôle

La résolution de l'E.T.R. nécessite la connaissance de la température en tout point du milieu ; celle-ci est gouvernée par l'équation de conservation de l'énergie (10). Cette dernière est couplée avec l'E.T.R. par le biais de la divergence du terme source radiatif (9).

$$S_r = \int_{\lambda=0}^{\infty} \kappa_\lambda [4\pi . n_\lambda^2 L_\lambda^0(T) - \int_{O=4\pi} L_\lambda d\Omega] . d\lambda \qquad (9)$$

$$\vec{\nabla}(Q_c + Q_r) = 0 \Leftrightarrow \vec{\nabla}(k_c(T)\vec{\nabla}T) = S_r \quad (10)$$

Pour démarrer le calcul du champ de luminance et réaliser le couplage avec la conduction, il faut fixer les conditions aux limites radiatives et thermiques de notre modèle et initialiser les champs de température et de luminance dans tout le milieu. La résolution du problème radiatif nous permet de calculer le terme source radiative S_r et donc un nouveau champ de température par couplage avec l'équation de conservation de l'énergie. On renouvelle ce processus jusqu'à convergence complète du modèle.

4. RESULTATS

4.1. Modèle microscopique de Mie appliqué à une gouttelette d'eau

.

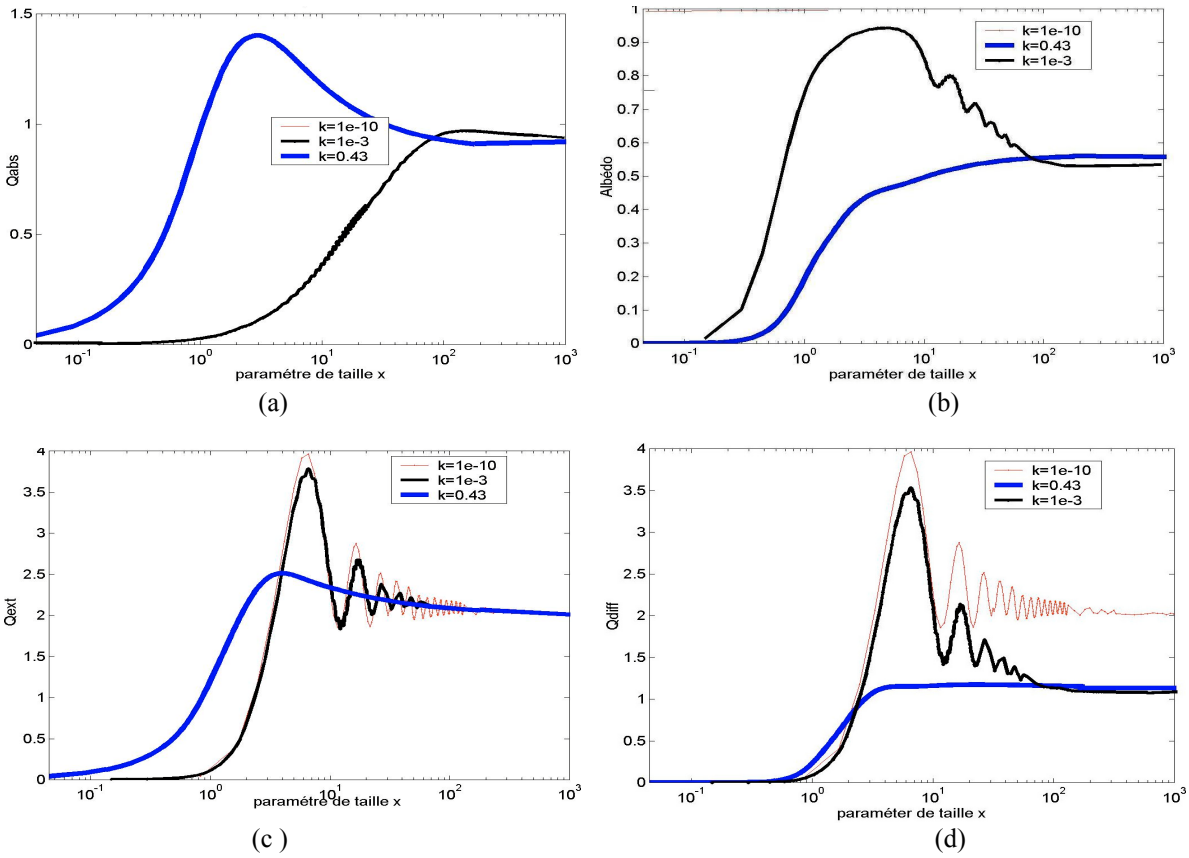


Figure 7 : Efficacité d'absorption (a), efficacité de diffusion (b), efficacité d'extinction (c), albédo (d) en fonction du paramètre de taille pour des différents niveaux d'absorptions.

L'évolution de l'efficacité d'absorption d'une gouttelette d'eau en fonction du paramètre de taille est représentée sur la Fig. 7a, pour différentes valeurs de l'indice d'absorption k. Pour un indice k négligeable (10^{-10}) l'absorption est nulle. Dans le cas où $k = 10^{-3}$, Q_{abs} augmente avec x pour atteindre une valeur limite de 0,9 à partir de $x=100$. Dans cette plage, 90% du rayonnement incident à la surface de la goutte sont absorbés, les 10% restants sont directement réfléchis. Le diamètre de la goutte est plus grand que la longueur d'onde de telle sorte que le rayonnement incident peut pénétrer dans la sphère ; de plus le diamètre est assez grand pour que le rayonnement entrant soit totalement atténué avant la sortie. En revanche, pour les longueurs d'ondes supérieures au diamètre (région où $x<<1$) on ne peut plus parler en terme d'optique géométrique. Les résultats sont bien en

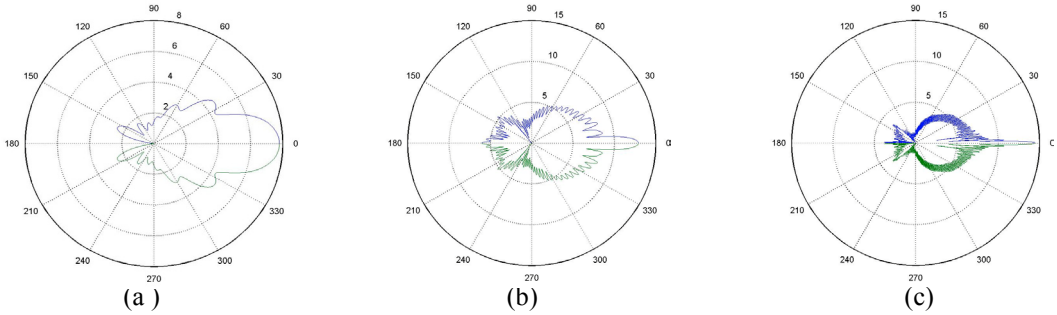
accord avec la théorie de Rayleigh. Pour une valeur de k élevée (*0,43*), un comportement particulier des gouttes est observé autour $x=\pi$ (i.e. diamètre # longueur d'onde) : l'énergie absorbée est plus importante que l'énergie reçue géométriquement. Ce comportement est dû à la nature ondulatoire du rayonnement et provient essentiellement des phénomènes d'interférences. L'absorption du rayonnement peut être multipliée par un facteur deux dans certaines régions du fait des interférences.

La Fig. 7b représente l'évolution de l'efficacité de diffusion en fonction du paramètre de taille, pour plusieurs valeurs de l'indice d'absorption k. Pour une valeur de $k=0,43$, Q_{diff} augmente avec x (en accord avec la théorie de Raleigh) et atteint sa limite qui est proche de 1,1 à partir de $x=\pi$. Une fraction de cette efficacité (*0,1*) correspond à la réflexion comme on l'a vu au paragraphe précédent ; le reste (*1*) correspond à la diffraction. Dans le cas où l'absorption est faible $k=10^{-3}$, la diffusion est conséquente autour de $x=2\pi$ (diamètre égale à deux fois la longueur d'onde). Ceci est dû au fait que le rayonnement émergeant de la goutte est en déphasage avec le rayonnement réfracté ou réfléchi. Les interférences entre les ondes issues de la goutte et de son voisinage conduisent à des amplitudes plus élevées. Pour de grandes valeurs de x (diamètre >>longueur d'onde) le rayonnement entrant dans la goutte sera absorbé avant sa sortie. En conséquence, il y a disparition progressive du phénomène d'interférence et Q_{diff} reprend sa valeur limite de 1,1. En absence d'absorption ($k=10^{-10}$), on observe les même phénomènes que précédemment ; toutefois ils sont amplifiés. Pour les grandes valeurs de x, les résultats de Mie sont en accord avec l'optique géométrique où Q_{diff} = 2 pour les sphères non absorbantes de diamètre très grand devant la longueur d'onde

L'évolution de l'efficacité d'extinction en fonction du paramètre de taille est représentée sur la Fig. 7c. On montre que pour des valeurs x élevées, les solutions de Mie sont en accord avec l'optique géométrique où Q_{ext} = 2, et ce pour toutes les valeurs de k. En revanche, dans le cas d'une absorption faible ou négligeable ($k=10^{-3}$ et $k=10^{-10}$), pour des paramètres de taille supérieure à π et inférieure à 100, Q_{ext} oscille entre 4 et 2 avec une amplitude qui s'amortit et tend vers la limite égale à 2. Ces oscillations sont dues au déphasage entre les ondes sortant de la goutte et les ondes environnantes, ce qui conduit à des phénomènes d'interférences. Les maxima correspondant à un déphasage entre les ondes égal à un multiple de 2π et les minima à un déphasage égal à un multiple impaire de π. Dans le cas où l'absorption est significative, $k=0,43$, on observe la disparition des oscillations de Q_{ext} dues aux phénomènes d'interférences, ceci vient du fait que le rayonnement entrant dans la goutte est totalement absorbé avant d'atteindre la surface opposée. L'efficacité d'extinction tend vers sa valeur limite 2, dès que la taille de la particule est supérieure à la longueur d'onde.

Afin d'analyser la contribution de la diffusion et de l'absorption dans l'atténuation du rayonnement par la gouttelette d'eau, on utilise l'albédo représenté sur la Fig. 7c en fonction du paramètre de taille. Dans le cas où l'absorption est nulle ($k=10^{-10}$) sa valeur est égale à l'unité. L'atténuation du rayonnement se fait uniquement par diffusion. La présence d'absorption ($k=0.43$, $k=10^{-3}$) contribue à réduire l'albédo à sa valeur limite de ~0,55 pour les grands paramètres de taille. En revanche, pour des petites valeurs de x, l'absorption est prépondérante si $k=0.43$ et la diffusion est dominante si $k=10^{-3}$.

Pour une absorption faible ($k=10^{-3}$) (Fig. 8), l'augmentation du paramètre de taille accroît la diffusion autour la direction de propagation de rayonnement incident. La diffusion se fait principalement vers l'avant, toutefois, on observe pour chaque paramètre de taille de la rétrodiffusion. Ceci est d'une part dû à la réflexion directe et d'autre part aux réflexions et réfractions multiples dans la goutte. On observe aussi des oscillations de la fonction de phase en fonction de l'angle de diffusion. Elles sont dues aux phénomènes d'interférences. Leur fréquence augmente avec le paramètre de taille et elle diminue quand l'absorption croît.



(a) (b) (c)

Figure 8 : Représentation polaire, du logarithme de la fonction de phase pour des gouttes de diamètres différents (a : $d=10\mu m$, b *:* $d=80\mu m$, c : $d=200\mu m$) et d'indice optique complexe identique ($n=1,33$ et $k=10^{-3}$) à la longueur d'onde $\lambda=4,3\ \mu m$.

Afin de localiser le diamètre optimum donnant la plus forte extinction (meilleure protection contre les incendies) pour chaque longueur d'onde, on a représenté les efficacités dans des diagrammes λ-d, longueur d'onde-diamètre (Fig. 9). De l'étude de ces trois figures on peut formuler les conclusions suivantes :

1. Le diamètre des gouttes influe sur le processus de diffusion et d'absorption : maximum de diffusion pour les petites gouttes et un maximum d'absorption pour les grandes gouttes
2. Les processus de diffusion et d'absorption présentent une forte dépendance spectrale pour les fines gouttelettes d'eau ; on distingue trois régions du spectre λ=3µm, λ=6µm et 10µm<λ<40 µm où l'absorption est prépondérante, en dehors de ces régions où l'indice d'absorption est négligeable, la diffusion est maximale. Pour les diamètres importants, l'absorption et la diffusion sont dans des proportions semblables.
3. Pour chaque longueur d'onde on a un diamètre optimum qui assure le maximum d'atténuation. La valeur de ce diamètre est toujours proche de la valeur de la longueur d'onde considérée.

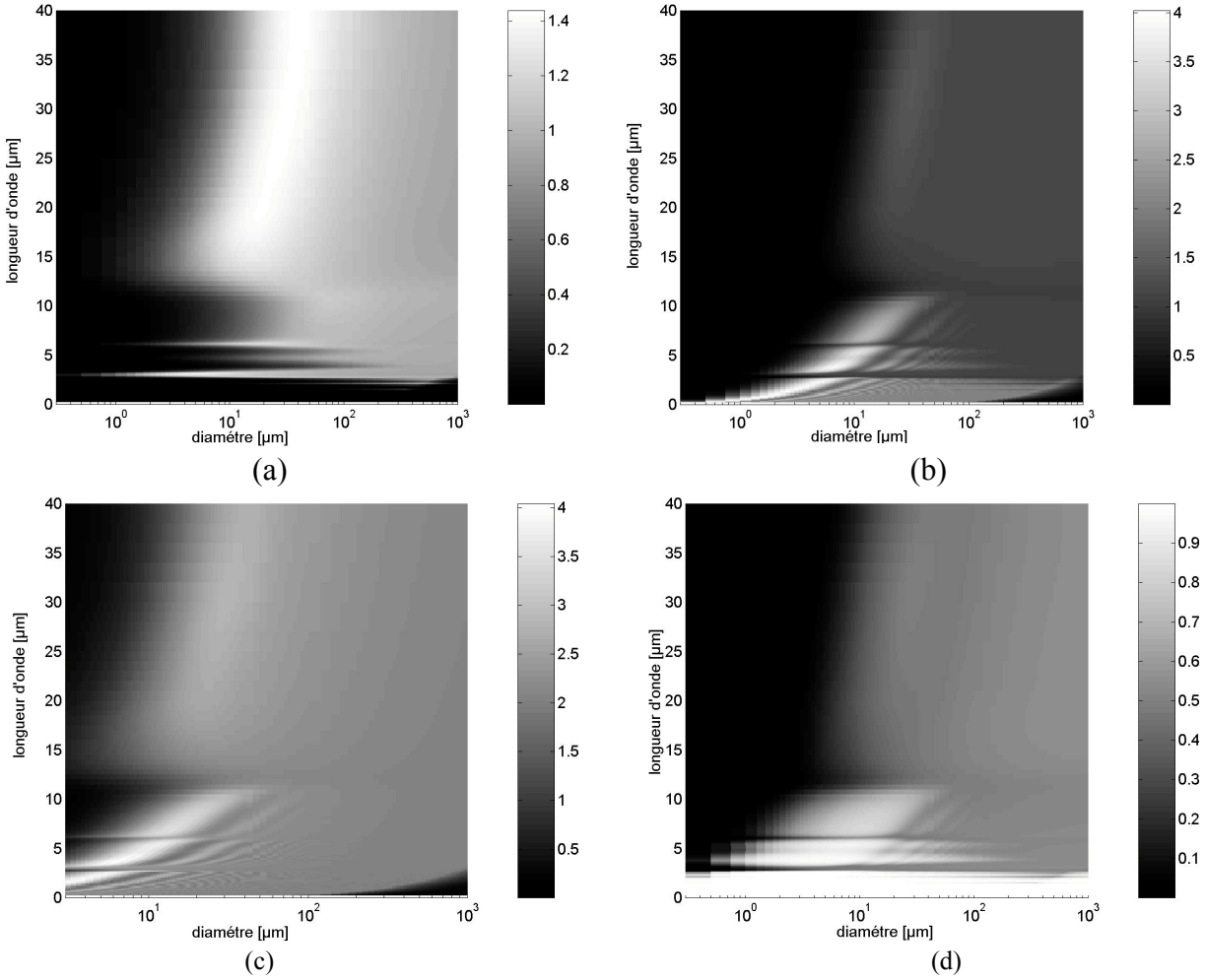


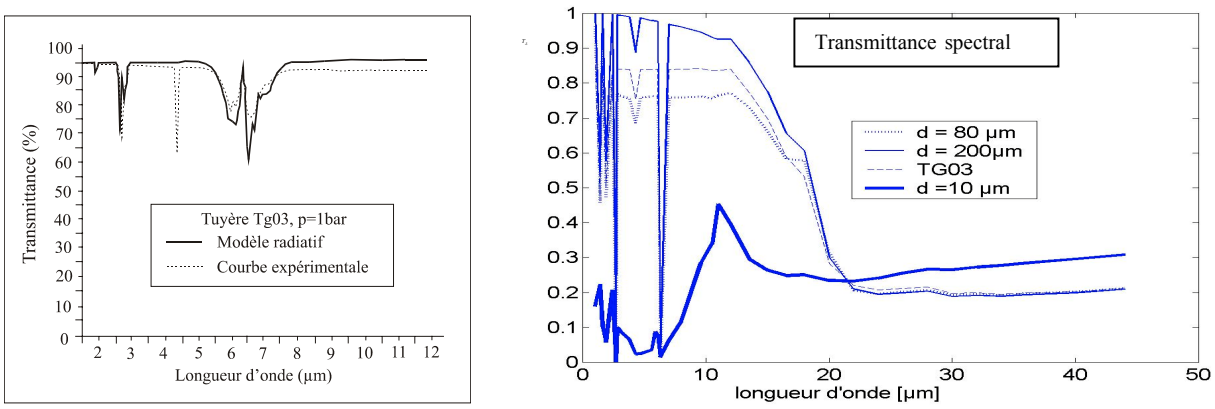
Figure 9 : Efficacité d'absorption (a), de diffusion (b) et d'extinction (c) dans le diagramme *λ-d.*

4.2. Application aux rideaux anti-incendie, résultats des simulations numériques

Dans la réalité, un rideau d'eau a trois dimensions. On peut schématiser sa forme par un parallélépipède : *H*, *Y* et *X* sont respectivement sa hauteur, sa longueur et sa largeur. Notre modèle a deux dimensions, il est obtenu pour *H>>X~Y*. On se place à une hauteur fixe du rideau d'eau et on étudie l'évolution de la température, et du rayonnement transmis. Les dimensions du rideau sont *Y=0,5m* et *X=1m*. Les conditions aux limites radiatives et thermiques utilisées dans cette modélisation sont frontières transparentes, échange convectif avec l'air environnant ($h=50W.m^{-2}K^{-1}$). Les résultats présentés sont la transmittance et le profil de température. Nous étudions en particulier l'influence du diamètre des gouttes sur ces grandeurs. Trois mono-dispersions (diamètres des gouttes égals à *10, 80* et *200µm*) et une polydispersion (buse TG03 [2]) sont prises en considération, les propriétés optiques sont celles obtenues par la théorie de Mie. La fraction volumique globale pour les quatre pulvérisations reste identique ($f_v=10^{-5}$).

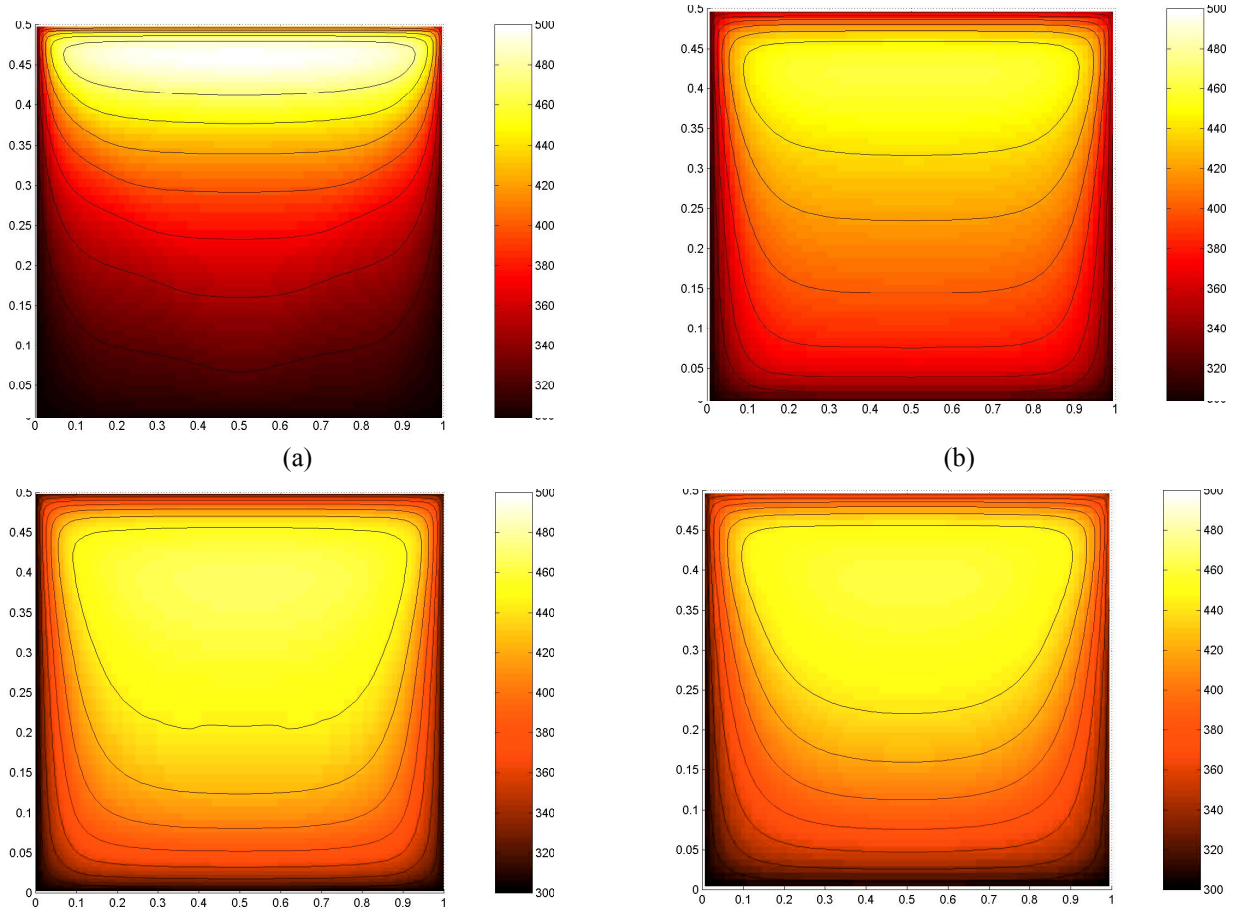
Les courbes de la transmittance représentées sur la figure (10) mettent en évidence les résultats obtenus par le calcul des efficacités des gouttes utilisant la théorie de Mie (Fig : 9). Nous présentons l'évolution de la transmittance au centre du rideau d'eau en fonction de la longueur d'onde. L'étude de ces courbes montre que l'atténuation du rayonnement par diffusion (gouttelettes fines, *d=10µm*) est plus importante que par

absorption (grandes gouttelettes, *d=200µm*). La transmittance de la polydispersion se situe entre les deux extrêmes que sont les monodispersions à *10µm* et *200µm*. En outre, on note la présence de bandes d'absorption caractéristiques de la vapeur d'eau et du CO_2, entre 0,5µm et 7µm.



(a) (b)

Figure 10 : Transmittance spectrale : (a) expérimentale et modèle de Dembélé [2], (b) notre modèle.



(a) (b)

(c) (d)

Figure 11 : Profils de températures dans le milieu : (a) monodispersion *d=10µm,* (b) monodispersion *d=80µm,* (c) monodispersion *d=200µm,* (d) polydispersion (buse TG03).

La Fig. 11 présente les profils de températures dans le milieu pour les quatre cas exposés précédemment. Les résultats obtenus conduisent aux commentaires suivants :

a) Les forts coefficients d'absorption, de diffusion et surtout la nature de la fonction de phase, font barrière au rayonnement incident. Ceci explique la forte chute de température dès que l'on s'éloigne de la face exposée au rayonnement dans le cas la monodispersion de $10\mu m$ de diamètre.
b) Le comportement de la monodispersion de diamètre $d=80\mu m$ est intermédiaire ; le milieu s'échauffe plus en profondeur, mais atteint une température maximale plus faible, une part du rayonnement est transmise à travers le rideau d'eau.
c) Pour la monodispersion de gouttes de 200µm de diamètre, les coefficients de diffusion et d'absorption varient selon la longueur d'onde, et la fonction de phase de diffusion reste très pointue vers l'avant (Fig. 8). Une partie importante du rayonnement continue à se propager suivant la direction d'incidence et chauffe aussi le milieu d'une façon quasi-homogène (c).
d) Pour la polydispersion entre $10\mu m<d<200\mu m$ on observe un comportement évoluant entre les cas exposés en (a) et (c), c'est en particulier le cas de la poly-dispersion.

5. CONCLUSION

Dans cette étude plusieurs points ont été abordés, nous avons présenté, ici, les résultats d'une partie de nos simulations numériques. Deux points ont particulièrement été discutés : les propriétés d'absorption et de diffusion d'un spray de gouttelettes modélisé par la théorie de Mie et la simulation numérique des échanges de chaleur dans un tel milieu.

L'approche numérique des problèmes de diffusion et d'absorption par la théorie de Mie est complète. Nous sommes à même de choisir les caractéristiques géométriques des gouttes d'eau constituant le rideau afin de minimiser le rayonnement transmis par celui-ci et d'obtenir une meilleure protection des installations à sécuriser. On a pu constater que les gouttelettes de faible diamètre, autour de $10\mu m$, constituent l'optimum en terme de protection incendie.

Le modèle de transfert radiatif élaboré dans cette étude se distingue par sa généralité. Il peut être appliqué à plusieurs types de problèmes faisant intervenir le rayonnement et la conduction. En outre, la modélisation bidimensionnelle permet d'aborder plus précisément ce type de barrières thermiques et complète les études déjà menées sur le sujet. Enfin, nos résultats concernant la transmittance de ces rideaux d'eau sont bien en accord avec les études antérieures.

A présent, cette étude fait l'objet, au sein du laboratoire, d'un prolongement en vue de prendre en compte le couplage entre le problème conducto-radiatif et la dynamique de ce type d'écoulement en conditions réelles d'utilisations.

REFERENCES

[1] Pretrel H**.** *Etude du comportement thermodynamique de pulvérisation liquide sous l'effet d'un rayonnement infrarouge . Application à la protection incendie par rideau d'eau*. Thèse, INSA Lyon, (1997).

[2] Dembélé S. *Modélisation et étude expérimentale des transferts de chaleur par rayonnement dans un rideau d'eau diphasique. Application à la protection incendie d'installation industrielles* . Thèse, INSA Lyon, (1998)

[3] Zimmer L. *Etude numérique et expérimentale de la turbulence en écoulement gaz-gouttelettes, Applications aux rideaux d'eau en présence de vent latéral*. Thèse, Nancy1 (2001)

[4] Lacroix D. et al**,** Coupled Radiative and Conductive Heat Transfer in a Non-Grey Absorbing and Emitting Semitransparent Media Under Collimated Radiation**.** *J. Quant. Spect. Radiat.Transfer. 75. (2002). pp. 589-609.*

[5] Soufiani A., et al**,** *Validity of Band-Model Calculations for CO_2 and H_2O, Applied to Radiative Properties and Conductive-Radiative Transfer*. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer Vol.33, No 3, (1985), pp.243-257.

[7]Modest M.F. *Radiative Heat Transfer*. New-York, McGraw-Hill, (1993).

[6] Berwster M.Q. *Thermal Radiative Transfer and Properties*. New-York Wiley, (1992).

[8] Van Der Hulst H.C. *Light scattering by small particles.* (New-York Wiley, 1957) New-York Dover Publications ,(1981).

[9] Ozisik M.N. *Radiative Transfer and Interactions with Conduction and Convection.* New York: John Wiley and sons, (1973).

[10] Bohren C.F., Huffman D.R. *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. New-York : John Wiley and sons, (1983).

[11] Il-kyoung Kim., Woo-Seung Kim. *Hybrid Special Differencing Scheme for Discrete Ordinates Method in 2D Rectangular Enclosures.* Int Journal heat and Mass transfer 44 (2001) pp575-586.

[12] Raithby G. D. and Chui E. H. *A Finite-Volume for Predicting a Radiant Heat Transfer in Enclosures With Participating Media.* Journal of heat transfer 112 (1990) pp415-423.

[13] Chai John C. et al*. Finite Volume Method for Radiation Heat Transfer* 8. No. 3. (1994) pp419-425.

[14] Carlson B., Lathrop K.D. *Transport Theory -The Method in Reactor Physics. Ed. Greenspan,* Kelber and Okrent – Gordon and breach, New-York, (1968).