



Département de Génie Mécanique

THÈSE

présentée pour obtenir le diplôme de

DOCTORAT D'ÉTAT EN GÉNIE MÉCANIQUE

Option : ÉNERGÉTIQUE

THÈME

**MODÉLISATION DE LA DÉGRADATION THERMIQUE
DES PARTICULES VÉGÉTALES ET DU COMPORTEMENT
D'UN FEU DE VÉGÉTATION**

Présentée par

Bouzid BENKOUSSAS

(Enseignant-Chercheur, C.C)

Directeurs de thèse :

- Abderrahmane GAHMOUSSE, Professeur - C.U. Tebessa
- Salah LARBI, Maître de Conférence - E.N.P.
- Jean-Claude LORAUD, Professeur - Polytech'Marseille

2006 - 2007



Département de Génie Mécanique

THÈSE

présentée pour obtenir le diplôme de

DOCTORAT D'ÉTAT EN GÉNIE MÉCANIQUE

Option : ÉNERGÉTIQUE

THÈME

**MODÉLISATION DE LA DÉGRADATION THERMIQUE
DES PARTICULES VÉGÉTALES ET DU COMPORTEMENT
D'UN FEU DE VÉGÉTATION**

Présentée et soutenue publiquement le 07 Mars 2007 par

Bouzid BENKOUSSAS

(Enseignant-Chercheur, C.C)

Devant le Jury d'examen composé de :

- Said RECHAK, Professeur - E.N.P. (Président)
- Abderrahmane GAHMOUSSE, Professeur - C.U. Tebessa (Directeur de thèse)
- Salah LARBI, Maître de Conférence - E.N.P. (Co-Directeur de Thèse)
- Jean-Claude LORAUD, Professeur - Polytech'Marseille (Co-Directeur de thèse)
- Ali BOUCHOUCHA, Professeur - U.Constantine (Examinateur)
- Amor BOUHDJAR, Maître de Recherche - C.D.E.R. (Examinateur)
- Belkacem KEBLI, Maître de Conférence - E.N.P. (Examinateur)

ملخص: في هذه الدراسة قمنا بتطوير نموذج أول للفتكك الحراري لوقود الحطب، حيث يدمج الطرف الثالثة: التجفيف، الفتكك، الأكسدة للفحم المتكون. استعمل هذا النموذج من جهة لتحقيق من صحة فرضية ثبوتية درجة الحرارة في الجسم المعرض للفتكك التي تستعمل عادة عند تطوير النماذج العامة للاشهاد البياتي، و من جهة ثانية يستعمل لوصف احتراق الجسيمات الناتجة عن الإلهاب البياتي. لتدفق حراري إشعاعي خارجي معلوم، فحصلنا على حجم الجسم الذي يعين الانتقال من نظام ثبوتية الحرارة من عدمها في الجسم. بينا كذلك من أجل تدفق حراري إشعاعي معين أن حجم الجسم الموافق لما بعد عدم صحة فرضية ثبوتية الحرارة لا يرتبط بالكمية الأولية للماء في الجسم و نسبة مساحة الجسم على حجمه، و عالية عرف عدد Biot. النتائج تبين أن نظام ثبوتية الحرارة قد يعرف بعدد $Bi < 0.1$ كيف ما كانت هندسية الجسم. كما تبين كذلك أن الفرضية التقليدية لثبوتية الحرارة في الجسم لا يمكن استعمالها في نمذجة الحرائق الشبانية السطحية. لجسيمات دقيقة، المسؤولة على انتشار الإلهاب، الفتكك الحراري مطبوع حركياً، بينما هذا الأخير مضبوط في حالة الجسيمات الأكبر بالانتقال الحراري. النتائج المتحصل عليها في احتراق الجسيمات تتوافق جيداً مع نتائج التجارب المتوفرة.

الميكانيزمات الفيزيائية التي تتحكم في انتشار الحرائق الشبانية الخاصة بالنظام البيئي المتوسطي وصفت من خلال نموذج ثاني. هذا النموذج الفيزيائي مبني على قاعدة متعددة الأطوار التي تدمج نماذج فرعية عدة التي تأخذ بعين الاعتبار الظواهر الرئيسية التي تساهم على مختلف المستويات في انتشار اللهب.

كلمات مفتاحية: الفتكك الحراري، الوقود الحطب، نظام ثبوتية الحرارة، نظام عدم ثبوتية الحرارة، الانتقال، الفتكك، عدد Biot، الجسيمات.

Résumé : Dans la présente étude, nous avons développé un premier modèle pour la dégradation thermique d'un bois combustible. Il inclut les processus de séchage, de pyrolyse et d'oxydation du résidu carbonneux. Ce modèle est utilisé d'une part, pour vérifier la validité de l'hypothèse thermiquement fin souvent utilisée lors de développement de modèles de comportement des feux et d'autre part, il est appliqué pour décrire la combustion des brandons. Pour un flux de chaleur radiatif externe, la taille de la particule à laquelle la transition entre les régimes thermiquement fin et thermiquement épais est déterminée. On a montré que pour un flux radiatif donné, la taille de la particule au delà de laquelle l'hypothèse thermiquement mince est mise en cause, est indépendante de la teneur initiale en eau et du rapport de la surface sur le volume de la particule. Un nombre de Biot basé sur ce rapport est défini. Les résultats montrent que le régime thermiquement fin peut être défini par $Bi < 0.1$ quel que soit la géométrie de la particule. Les résultats montrent aussi que la traditionnelle hypothèse, thermiquement mince, ne peut pas être utilisée dans la modélisation du comportement des feux de surface. Pour les particules fines, responsables de la propagation, la pyrolyse est cinétiquement contrôlée, alors qu'elle est contrôlée par la diffusion thermique pour les grosses particules. Les résultats trouvés pour la combustion des brandons, sont en bon accord avec ceux expérimentaux disponibles. Les mécanismes physiques qui contrôlent la propagation d'un feu de végétation typique de l'écosystème Méditerranéen sont décrits dans un second modèle. Ce modèle physique est construit à partir d'une formulation multiphasique incluant divers sous modèles pour prendre en compte les principaux phénomènes qui contribuent à différents niveaux à la propagation d'un feu.

Mots clés : dégradation thermique, combustibles végétaux, régime thermiquement fin, régime thermiquement épais, transition, pyrolyse, nombre de Biot, brandons.

Abstract : In the present study, a first model for thermal degradation of woody fuel particles is developed. It includes drying, pyrolysis and char oxidation processes. This model is first applied to assess the validity of the thermally-thin pyrolysis assumption commonly used in wildfire behavior models, secondly, it is applied to the combustion of firebrands. For a given external radiant heat flux, the particle size at which transition between thermally-thin and thermally-thick pyrolysis regimes occurs is evaluated. It is found that, for a given flux, the particle size above which the thermally-thin assumption is questionable, is independent on the moisture content and on the particle surface-to-volume ratio. A Biot number based on the particle surface-to-volume ratio is defined. Results show that the thermally-thin regime can be defined by $Bi < 0.1$ whatever the particle shape. They reveal that the traditional thermally-thin pyrolysis assumption is not suitable to model wildland fire behavior. For thin particles responsible for fire spread pyrolysis is kinetically-controlled while it is controlled by heat diffusion for large particles.

Model results of the combustion of firebrands, are found in good agreement with available experimental data.

The mechanisms which control the fire spread in a fuel bed are described through a second physical model. This model is constructed from a multiphase formulation, including various submodels to account for the main phenomena which contribute at different levels to fire spread.

Keywords : Thermal degradation, wildland fuels, thermally-thin regime, thermally-thick regime, transition, pyrolysis, Biot number, firebrands.

Dédicaces

À ma femme, mon fils et mes quatre filles

Remerciements

Cette étude a été réalisée conjointement au sein du laboratoire GMD de l'École Nationale Polytechnique et du laboratoire de l'IUSTI dans l'équipe EDR. Le travail a été mené sous la direction du Professeur Abderrahmane Gahmousse et du Docteur Salah Larbi en Algérie et du Professeur Jean-Claude Loraud et ses co-équipiers en France.

Que Monsieur Jean-Claude Loraud, Professeur à l'Université de Provence, soit assuré de ma profonde gratitude pour m'avoir accueilli au sein de son équipe, guidé et encouragé dans ce travail avec une constante et amicale disponibilité.

Que Monsieur Abderrahmane Gahmousse, Professeur au C.U. de Tebessa soit assuré de ma profonde reconnaissance pour ses encouragements et ses précieux conseils durant le déroulement de ce travail.

Je tiens à remercier particulièrement le Docteur Jean-Louis Consalvi et le Professeur Bernard Porterie pour leur soutien constant. Je leur dois de longs moments passés à partager leurs analyses profondes, larges et personnelles sur la thématique.

Je tiens aussi à remercier Monsieur Salah Larbi, Maître de conférence à l'École Nationale Polytechnique pour sa participation précieuse à mon encadrement, son aide, ses conseils journaliers et les qualités humaines dont il a fait preuve. Sa compétence scientifique et sa rigueur m'ont été très bénéfiques.

J'adresse mes remerciements au Professeur Said Rechak, Directeur du laboratoire GMD du département de génie mécanique pour l'aide qu'il m'a apportée ainsi qu'au Docteur Amor Bouhdjar, pour les enrichissantes conversations que nous avons partagées.

J'exprime ma gratitude à Monsieur le Professeur Said Rechak, qui a bien voulu assurer la présidence de mon jury ainsi qu'à Messieurs Ali Bouchoucha, Professeur à l'Université de Constantine, Amor Bouhdjar, Maître de recherche au C.D.E.R et Belkacem Kebli, Maître de Conférence à l'E.N.P. pour avoir accepté d'examiner ce modeste travail.

Que Messieurs les membres du groupe de recherche que j'ai eu l'occasion de côtoyer, trouvent ici l'expression de mes sincères remerciements.

Merci aux gouvernements Algérien et Français pour le financement de mon séjour de 18 mois qui m'a permis de faire aboutir mon projet de recherche

Que mon épouse et nos enfants trouvent ici l'expression de ma reconnaissance pour leur patience et leur compréhension.

Table des matières

1	Introduction	1
2	Etude des Travaux Antérieurs	5
2.1	Dégradation thermique des combustibles solides	5
2.1.1	Combustible solide générant un résidu charbonneux	5
2.1.2	Modèles cinétiques	9
2.1.3	Energétique des réactions de pyrolyse	15
2.1.4	Modélisation des Processus Physico-chimiques . . .	16
2.2	feux de végétation	20
2.2.1	Description du phénomène de propagation	21
2.2.2	Modèles de propagation de feu	21
2.2.2.1	Modèles statistiques	22
2.2.2.2	Modèles empiriques	22
2.2.2.3	Modèles physiques	23
2.3	Conclusion	25
2.3.1	Dégradation thermique des matériaux cellulosesques	25
2.3.2	Feu de végétation	26
3	Développement d'un modèle thermiquement épais	27
3.1	Introduction	27
3.2	Position du problème	28
3.3	Modèle mathématique	28
3.3.1	Introduction	28
3.3.2	Equations de base	29
3.4	Traitement numérique des équations	35
3.4.1	Conductivité thermique aux interfaces	37
3.4.2	Convergence	38
3.4.3	Linéarisation du terme source aux limites	39
3.4.4	Procédure de Calcul	40

3.4.4.1	Séquences de calcul	40
3.5	Discussions des Résultats de la dégradation thermique des matériaux	41
3.5.1	Résultats numériques et commentaires	41
3.5.1.1	Validation du modèle thermiquement épais	41
3.5.1.2	Régime thermique de la pyrolyse des particules de feu de végétation	42
3.5.1.3	Effet de l'humidité sur le régime de transition	48
3.5.1.4	Effet de la géométrie de la particule sur le régime de transition	50
3.5.1.5	Effet du flux de chaleur incident sur le régime de transition	51
3.5.1.6	Mécanismes contrôlant le processus de pyrolyse	54
3.5.1.7	Application à la combustion de brandons .	57
3.5.2	Conclusions	59
4	Modélisation du comportement d'un feu de végétation	61
4.1	Définition du milieu combustible	62
4.2	Mécanismes de propagation et de transfert de chaleur . . .	63
4.3	Description mathématique des phénomènes de base	66
4.4	Formulation multiphasique	66
4.5	Equations de la phase gazeuse	67
4.5.1	Conservation de la masse	68
4.5.2	Conservation de la quantité de mouvement	68
4.5.3	Conservation des espèces	69
4.5.4	Conservation de l'énergie	69
4.6	Equations de la phase solide	70
4.6.1	Conservation de la masse	70
4.6.2	Conservation de la quantité de mouvement	70
4.6.3	Conservation de l'énergie	71
4.7	Equation d'état et propriétés thermophysiques	72
4.8	Expression des flux de diffusion moléculaires et fermeture des flux de diffusion turbulents	72
4.9	Modèle de turbulence hydrodynamique	74
4.10	Modèle de combustion	77
4.10.1	Combustion turbulente	78
4.11	Modèle de formation de suies	79
4.12	Modèle de rayonnement	83

4.12.1	Equation de transfert radiatif	83
4.12.2	Méthodes de résolution de l'équation de transfert radiatif	86
4.12.3	L'approximation P_N	87
4.12.4	Méthode des ordonnées discrètes	88
4.13	Termes d'échange entre phases	90
5	Méthode de résolution	92
5.1	Récapitulation des équations de transport	92
5.2	Méthode des volumes finis	93
5.3	Discrétisation des équations de transport	94
5.4	Evaluation des flux aux façades des cellules de contrôle . .	97
5.4.1	Schéma QUICK	98
5.5	Traitement du couplage pression-vitesse	100
5.6	Traitement des limites du domaine	102
5.7	Relaxation et convergence	102
5.8	Procédure séquentielle de résolution des équations	103
6	Applications	105
6.1	Trajectoires en régime contre-courant	107
6.2	Effet de la vitesse de soufflage sur la propagation	112
6.3	Influence de la charge en combustible du lit sur la propagation	113
6.4	Effet de la surface spécifique, σ_k , de la particule sur la propagation	116
6.5	Effet de α_{rc} sur la propagation	118
7	Conclusions et Perspectives	120
7.1	Conclusions	120
7.2	Perspectives	124
A	Expériences de Di Blasi et ses collaborateurs	139

Liste des tableaux

2.1	Valeurs des constantes thermocinétiques de quelques bois et leurs composants.	11
2.2	Caractéristiques des modèles théoriques.	25
3.1	Les propriétés du bois et les constantes thermocinétiques. .	42
3.2	Propriétés du combustible et des constantes thermocinétiques.	44
4.1	Expressions des termes d'échange entre phases	91
5.1	Coefficients de diffusion et termes sources pour les variables de l'écoulement (ϕ)	93
A.1	Composition chimique d'échantillon de bois [1]	142

Table des figures

2.1	Représentation schématique de la dégradation thermique d'un matériau cellulosique	9
3.1	Evolution en fonction du temps de la masse de la particule adimensionnée par la masse initiale	43
3.2	Evolution du flux massique en fonction du temps en régime thermiquement fin avec deux énergies d'activation de pyrolyse différentes	46
3.3	Evolution du temps de conversion et de γ en fonction du rayon de la particule.	47
3.4	Evolution des temps de pyrolyse en fonction du rayon de la particule pour des teneurs initiales en humidité différentes. Le rayon de transition est indiqué.	49
3.5	Temps de séchage et de pyrolyse en fonction de la teneur initiale en humidité pour une particule cylindrique thermiquement fine ($R = 0.2 \text{ mm}$) et une particule cylindrique thermiquement épaisse ($R = 3 \text{ mm}$).	50
3.6	Evolution du temps de pyrolyse en fonction du rayon de la particule. Flux de chaleur incident égal à 40 kW/m^2 et 80 kW/m^2	52
3.7	Evolution du rayon de transition en fonction du flux de chaleur externe. Les particules de géométrie sphérique sont utilisées dans cette expérience.	53
3.8	Evolution de la masse volumique et de la température de la particule en fonction du rayon : Cas d'une particule de rayon = 0.13 mm	55
3.9	Evolution de la masse volumique et de la température de la particule en fonction du rayon : Cas d'une particule de rayon = 0.75 mm	56
3.10	Evolution de la masse volumique et de la température de la particule en fonction du rayon : Cas d'une particule de rayon = 1 mm	56

3.11	Evolution de la masse volumique et de la température de la particule en fonction du rayon : Cas d'une particule de rayon = 10 mm.	57
3.12	Régression du rapport $\frac{\rho_s D}{(\rho_s D)_0}$ d'un brandon de branche de pin de Ponderosa en fonction du rapport $\frac{\rho_a U t_f}{(\rho_s D)_0}$	58
4.1	Schéma d'un lit combustible multiphasique	63
4.2	Différents transferts de chaleur présents durant le processus de propagation d'un feu	65
5.1	Maillage pour un problème unidimensionnel	95
5.2	Visualisation des points utilisés avec le schéma Quick	98
6.1	Propagation du front de combustion à travers un lit combustible	106
6.2	Evolution du front de pyrolyse en fonction du temps.	109
6.3	Evolution du front d'oxydation en fonction du temps.	109
6.4	Profils de température de la phase solide et de la phase gazeuse en fonction du temps et des flux de chaleur reçus par les particules du lit au temps $t = 60s$	110
6.5	Profils de température de la phase solide et de la phase gazeuse en fonction du temps et des flux de chaleur reçus par les particules du lit au temps $t = 60s$	111
6.6	Evolution du taux de brûlage du combustible en fonction du temps pour différentes vitesses de soufflage.	112
6.7	Evolution de la vitesse de propagation en fonction de la vitesse de soufflage.	113
6.8	Evolution du front de pyrolyse en fonction du temps pour différentes charges en combustible.	114
6.9	Evolution du front d'oxydation en fonction du temps pour différentes charges en combustible.	115
6.10	Evolution de la vitesse de propagation en fonction de la charge en combustible.	115
6.11	Evolution de la vitesse de propagation en fonction de la surface spécifique de la particule.	117
6.12	Evolution de la longueur optique en fonction de la surface spécifique de la particule.	117
6.13	Evolution de la largeur du front de feu en fonction de la surface spécifique de la particule.	118
6.14	Evolution du front de pyrolyse en fonction du temps pour différentes valeurs de α_{rc}	119

6.15	Evolution de la vitesse de propagation en fonction de α_{rc} . . .	119
A.1	Dispositif expérimental [1] Vue général : 1) Réchauffeur, 2) Réacteur en quartz, 3) Support d'échantillon, 4) Débitmètre, 5) balance, 6) Condenseur, 7) Filtres, 8) Contrôleur, 9) Système d'acquisition de données	140
A.2	(a-c) : Profils de température obtenus expérimentalement en fonction du temps en plusieurs positions radiales et au centre de trois échantillons de bois ; d) profils de perte de masse adimensionnée en fonction du temps	143

Nomenclature

Symboles Latins

A	Facteur pré-exponentiel
Bi	Nombre de Biot
$C_\alpha, C_\beta, C_\gamma$	Constantes du modèle de production de suies
$C_\delta, T_\alpha, T_\gamma$	Constantes du modèle de production de suies
$C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, C_\mu$	Constantes du modèle de turbulence
C_p	Chaleur spécifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$
D_0	Coefficient de diffusion massique de l'oxygène
D	Coefficient de diffusion
E	Energie d'activation, $J.mol^{-1}$
f_v	Fraction volumique de suies
F	Flux convectif
h	Coefficient de transfert de chaleur
h^0	Chaleur de formation
J	Flux à l'interface
k	Énergie cinétique de turbulence
L	Longueur caractéristique, m
L_v	Chaleur latente de vaporisation, $J.mol^{-1}$
L_{char}	Chaleur de réaction d'oxydation, $J.mol^{-1}$
\dot{m}''	Flux massique, $kg.m^{-2}.s^{-1}$
M	Vapeur d'eau (humidité)
n	Concentration
n_s	Nombre densité de suies
Pr	Nombre de Prandtl
q_r	Flux radiatif
Q_{ext}	Flux de chaleur externe, $W.m^{-2}$
R	Rayon de la particule, m
r	Distance radiale, m
R_{H_2O}	Taux de vaporisation, $kg.m^{-3}.s^{-1}$
R_{pyr}	Taux de pyrolyse, $kg.m^{-3}.s^{-1}$
R_{char}	Taux d'oxydation du résidu carbonneux, $kg.m^{-3}.s^{-1}$
Re	Nombre de Reynolds
Sc	Nombre de Schmidt
S_p	Surface de la particule, m^2
T	Température, K
t	Temps, s
u	vitesse, $m.s^{-1}$
V_p	Volume de la particule, m^3
Y_{O_2}	Fraction massique de l'oxygène dans le flux oxydant gazeux
ΔH_{pyr}	Chaleur de pyrolyse, $J.kg^{-1}$

Symboles Grecs

α	Diffusivité thermique
α_{rc}	Paramètre de distribution de l'énergie libérée
β	Terme du modèle $k - \varepsilon RNG$
γ_s	Coefficient de Stefan
ν_{char}	Fraction massique de résidu carbonneux
ε	Emmissivité surfacique
η	Terme du modèle $k - \varepsilon RNG$
λ	Conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
μ	Viscosité dynamique
ν	Viscosité cinématique
ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
σ_p	Rapport surface sur volume de la particule, m^{-1}
σ	Constante de Stefan-Boltzmann
τ_d	Temps caractéristique de la diffusion thermique, s
τ_c	Temps caractéristique de combustion, s
χ	Gravité spécifique
$\dot{\omega}$	Taux de production de masse
Ω	Angle solide
$\delta\Omega$	Volume de contrôle

Indices et Exposants

<i>amb</i>	Ambiant
<i>char</i>	Charbon
<i>cr</i>	Transition
<i>conv</i>	Convection
<i>m</i>	Humidité
<i>pyr</i>	Pyrolyse
<i>w</i>	Bois
<i>w₀</i>	Bois sec

Chapitre 1

Introduction

Les incendies actuels, quelle que soit leur origine, suscitent un dilemme. Chaque année, ils sévissent à travers le monde et couvrent des espaces de plus en plus grands. Leurs passages dévastateurs occasionnent de lourds et nombreux dégâts aux ouvrages que l'homme a patiemment édifiés. La flore, la faune, et parfois même les vies humaines ne sont pas épargnées. Un feu qui prend naissance dans une zone telle que la région Méditerranéenne où la couverture végétale est assez pauvre, est parfois irréversible pour le système écologique. Les fortes pluies érodent le sol et font disparaître totalement la végétation. L'ordre naturel qui, à l'origine, règle la distribution de l'évolution des écosystèmes se trouve altéré dans beaucoup de cas, par l'intervention humaine.

Comment laisser aux feux d'origine naturelle (foudre, volcan.) qui sont bien antérieurs à l'apparition de l'homme, un rôle écologique dans la dynamique des formations végétales tout en évitant les conséquences redoutables pour l'homme? Comment permettre aux feux d'origine volontaire (initiés par l'homme), de jouer un rôle positif dans le développement de certaines formes de cultures et dans l'aménagement des espaces naturels en diminuant la masse combustible sans pour autant que le côté dévastateur ne prenne le dessus? Comment combattre les feux allumés par maladresse et les feux d'origine criminelle?

Pour protéger l'homme et maintenir l'écosystème, il est nécessaire de comprendre les mécanismes de propagation d'un feu. L'homme a investi énormément de moyens pour combattre les feux, mais aussi pour connaître les facteurs conditionnant leur éclosion, les mécanismes de propagation et l'impact de leur passage sur le sol et sur la végétation. Il devient également très important de soutenir les opérationnels de lutte contre le feu dans leur démarche de prédiction des vitesses de progression d'un incendie ; approche plutôt empirique au départ, en raison de la complexité du phénomène. Les études se sont progressivement rationalisées en empruntant la voie, notamment, des modélisations physiques.

Il n'en reste pas moins qu'une démarche plus théorique demeure indispensable pour appréhender scientifiquement les phénomènes et améliorer la pertinence des prédictions. La dernière décennie a enregistré des progrès considérables dans cette voie et ce travail, se situant dans une telle ligne de recherche aspire lui apporter une contribution.

Durant les cinquante dernières années, plusieurs modèles mathématiques ont été développés dans le but de quantifier les paramètres de propagation d'un front de feu de végétation [2]. Dans ces travaux, la modélisation mathématique qui prédit les paramètres de comportement du feu en fonction des propriétés du milieu a été longuement recherchée. L'hypothèse du préchauffage du combustible par le transfert de chaleur par conduction, convection et rayonnement de la zone de flamme est considérée. Les pertes par convection et rayonnement durant le préchauffage ont été introduites. L'influence des facteurs externes et des paramètres caractéristiques du combustible sur la vitesse de réaction a été étudiée au travers des modèles statistiques, empiriques ou physiques.

Le choix et la modélisation des différents transfert de chaleur ont été approchés de différentes manières. L'échauffement par convection est occasionné par le contact entre les gaz chauds et les particules non loin du front. Il est modélisé en surface et plus rarement à l'intérieur de la litière [3]. Tous les modèles ont inclu le rayonnement de la flamme vers le combustible.

Les modèles de comportement des feux de végétation développés font appel à une chimie simple et il en est de même de son interaction avec la turbulence. L'un des objectifs du travail à accomplir est de proposer des améliorations sur les processus chimiques de dégradation thermique du matériau et d'introduire dans les modèles de comportement de feux de végétations existants, de nouvelles approches qui prennent en compte avec plus de réalisme les mécanismes de dégradation du combustible végétal. A ce sujet, il est indéniable que l'acteur déterminant dans la propagation d'un feu est le combustible. Par conséquent, il est indispensable d'approfondir l'étude du phénomène de dégradation thermique du matériau combustible à savoir le séchage, la pyrolyse et l'oxydation du résidu carbonneux.

La dégradation thermique des matériaux combustibles est un phénomène déterminant dans la propagation des feux de végétations dans la mesure où il fournit le combustible nécessaire à la propagation. Sa modélisation est complexe car, elle nécessite la prise en compte du fort couplage entre la cinétique chimique et les transferts de chaleur et de masse lors des processus de séchage, de pyrolyse et d'oxydation des résidus carbonneux.

L'étude de la dégradation thermique des combustibles celluloseux a fait l'objet de nombreux travaux du fait de son intérêt dans des domaines tels que la sécurité incendie ou la récupération de l'énergie à travers la conversion de la biomasse. Les récents travaux ont été réalisés par Di Blasi [4], Saastamoinen et al. [5], Spearpoint et al. [6], Bryden et al. [7] et Galgano et al. [8]. Parmi ces travaux, on cite ceux relatifs à l'étude des effets du flux radiatif auquel est soumis l'échantillon combustible, de la teneur en humidité initiale sur les profils de température à différents rayons ou le long de l'axe de l'échantillon. Peu de travaux sur les profils de perte de masse, de distribution de flux de chaleur, ou de profils de produits de pyrolyse sont disponibles.

Les modèles de dégradation thermique des matériaux combustibles développés peuvent être divisés suivant leur complexité en deux classes : la première classe comprend les modèles les plus complets. Ces derniers

considèrent l'écoulement des produits gazeux issus de la dégradation dans le solide poreux et utilisent une cinétique chimique complexe. En outre, ils nécessitent un grand nombre de paramètres qui sont souvent difficiles à estimer. De plus, du fait de leur lourdeur, ils sont peu adaptés pour être utilisés dans les modèles de propagation de feux de végétation. Les modèles de dégradation thermiques de la seconde classe utilisent un nombre de paramètres réduits. Les hypothèses sur lesquels ils sont fondés ont été justifiées par des comparaisons avec des données expérimentales.

Le plan de cette thèse s'articule autour d'étapes groupées dans deux parties : La première partie, traite de la modélisation de la dégradation thermique du matériau combustible en régime thermiquement épais et la seconde partie est consacrée à la modélisation du comportement d'un feu dans un lit constitué de particules végétales, caractéristiques de la végétation Méditerranéenne.

Dans la première partie, un modèle de dégradation thermique d'un matériau cellulosique en régime thermiquement épais est construit à partir des équations de conservation de masse de la phase solide et de la phase gazeuse et de la conservation d'énergie dans la particule. La simulation numérique et la discussion des résultats relatifs à une particule isolée sont décrites. Dans la deuxième partie, un modèle de comportement de feu de végétation dans lequel on intègre le modèle de dégradation thermique en régime thermiquement épais est développé à partir des équations générales multiphasiques. La simulation numérique, l'approche multiphasique monodimensionnelle et la discussion des résultats relatifs au comportement d'un ensemble de particules constitutifs d'un lit végétal Méditerranéen sont présentées.

Chapitre 2

Etude des Travaux Antérieurs

Sommaire

2.1	Dégradation thermique des combustibles solides	5
2.2	feux de végétation	20
2.3	Conclusion	25

Dans ce chapitre, on présentera les principaux travaux de recherche effectués sur la dégradation thermique des particules de bois et de ses composants. On s'intéressera de près à la description des processus physico-chimiques qui peuvent avoir lieu durant la dégradation. Une revue détaillée sur les études du comportement d'un front de feu de végétation sera aussi présentée.

2.1 Dégradation thermique des combustibles solides

2.1.1 Combustible solide générant un résidu charbonneux

Les combustibles solides sont de deux types selon que leur dégradation sous l'effet d'une sollicitation thermique conduise ou non à la formation d'un résidu charbonneux. Le bois ou plus généralement les matériaux cellulosiques sont les plus représentatifs des combustibles solides qui génèrent un résidu charbonneux lors de la pyrolyse. C'est pourquoi de nombreux travaux lui ont été consacrés. Le bois a une structure anisotrope. Il est

composé principalement de cellulose à 50%, d'hémicellulose à 25% et de lignine à 25%; les proportions de ces constituants peuvent varier selon l'espèce du combustible [9, 10]. D'autres composants inorganiques peuvent être présents en faible quantité.

Les analyses thermo-gravimétriques (TGA) montrent que l'hémicellulose est le composant du bois le moins stable thermiquement. La température de décomposition de la cellulose est d'environ $443K$ tandis que celle de l'hémicellulose est de $390K$. La lignine se décompose à une température comprise entre celle de la cellulose et celle de l'hémicellulose [11] et a une plus forte tendance à générer des résidus charbonneux, alors que la cellulose et l'hémicellulose se décomposent aisément en produits volatils à une température supérieure à $573K$. Les produits de pyrolyse sont souvent groupés en quelques composants principaux.

Dans le but de simplifier l'analyse, chaque composant représente une somme de nombreuses espèces. Généralement les groupes de produits considérés sont les résidus charbonneux, les produits volatils et le goudron. Les résidus charbonneux sont des produits riches en carbone et non volatils. Les goudrons sont des produits à forte masse molaire et sont volatils à la température de pyrolyse mais se condensent au voisinage de la température ambiante [12]. Les gaz, inclus les espèces à faible masse molaire, sont principalement le CO , le CO_2 et la vapeur d'eau.

Dans des conditions classiques d'analyse TGA, la pyrolyse produit des gaz, du goudron et du résidu charbonneux dans des proportions de masse approximativement équivalentes. La pyrolyse rapide (flash)[13], pour laquelle la montée en température est beaucoup plus rapide que lors des analyses TGA, conduit à la formation d'une grande quantité de goudron. Cette dernière est basée sur un chauffage rapide, qui conduit à des températures dite modérées entre $673K$ et $873K$ et des temps de résidence des gaz volatils courts.

En général, deux régimes différents peuvent être observés durant la py-

rolyse d'un matériau cellulosique. Ils se distinguent par l'importance du transfert de chaleur à travers le milieu en dégradation thermique par rapport au taux global de réactions chimiques. Les deux régimes sont le régime chimique où le processus de dégradation thermique est contrôlé par la cinétique chimique (le temps caractéristique des transferts de chaleur est très petit devant le temps caractéristique des réactions chimiques) et le régime thermique où le processus de dégradation thermique est contrôlé par les transferts de chaleur (le temps caractéristique des transferts de chaleur est très grand devant le temps caractéristique des réactions chimiques). Dans ce dernier cas, de forts gradients de température s'établissent le long de l'épaisseur du solide combustible et un front étroit où se situent la zone de réaction, se propage dans le solide. L'évolution temporelle de la dégradation thermique est le résultat d'un fort couplage entre les phénomènes de transport à l'intérieur du solide poreux et les réactions chimiques.

La description qualitative de la dégradation thermique d'un combustible solide soumis à un flux radiatif appliqué sur une de ses faces a été présentée par Kanury, [9, 14] et Roberts, [10] parmi d'autres et son diagramme schématique est résumé dans la figure 2.1. Ils ont montré qu'au voisinage de la face chauffée, le matériau subit une dégradation thermique. Deux zones peuvent alors être observées : une zone où les réactions de pyrolyse sont actives et une zone où le bois est encore vierge. Les espèces volatils, générées dans la zone de pyrolyse, peuvent, à cause des gradients de pression, être entraînées par l'écoulement à travers la zone où le solide n'a pas encore réagi (bois vierge) et à travers la zone des résidus carbonneux déjà formés, [15, 16]. Lorsque tous les produits volatils auront quitté le solide combustible, une couche de résidu charbonneux sera formée. Cette couche possède une perméabilité élevée, donc, une faible résistance à l'écoulement. Les produits de pyrolyse s'écoulent principalement vers la surface chauffée.

Shafizadeh [17, 18] a montré dans ses travaux que les produits volatils s'écoulent à travers une couche de haute température où les réactions

secondaires peuvent avoir lieu soit d'une manière homogène en phase gazeuse ou d'une manière hétérogène à la surface du résidu charbonneux. Les réactions hétérogènes peuvent donner lieu à une gazéification exothermique du résidu charbonneux en réduisant les produits volatils riches en oxygène qui sont issus de la dégradation primaire.

Kanury et al. [9], Roberts [10] et Kanury [14] ont rapporté que les produits volatils peuvent aussi s'écouler à travers la zone de bois vierge. A cause de la faible température dans cette zone, ils peuvent se condenser. Quand le front de pyrolyse progresse, ces derniers s'évaporent. L'humidification et le séchage de certains produits de pyrolyse provoquent des changements dans les caractéristiques physico-chimiques du matériau.

En plus des changements physiques de la structure du matériau dus aux transferts de masse, de quantité de mouvement et de chaleur, un développement d'une chaîne de fissures a été observé par Roberts [10] dans la zone pyrolysée. Le rétrécissement de la surface et le gonflement interne sont aussi possible [10, 15, 16].

Quand le front de pyrolyse avance dans le combustible solide, la couche de résidu charbonneux augmente. Le temps de résidence des produits volatils dans la matrice poreuse de résidu charbonneux, la taille et la surface des fissures internes augmentent aussi. L'augmentation de l'épaisseur de la couche de résidu charbonneux engendre une plus large résistance à l'écoulement alors que l'augmentation du temps de résidence des produits volatils permet à plus de réactions de se produire. La formation des fissures dans le bois induit naturellement une modification de la chimie du fait de la réduction du temps de résidence (résistance à l'écoulement faible). Elle modifie aussi les mécanismes de transfert de chaleur puisque le rayonnement et le flux convectif des gaz chauds à l'intérieur du solide peuvent être intensifiés.

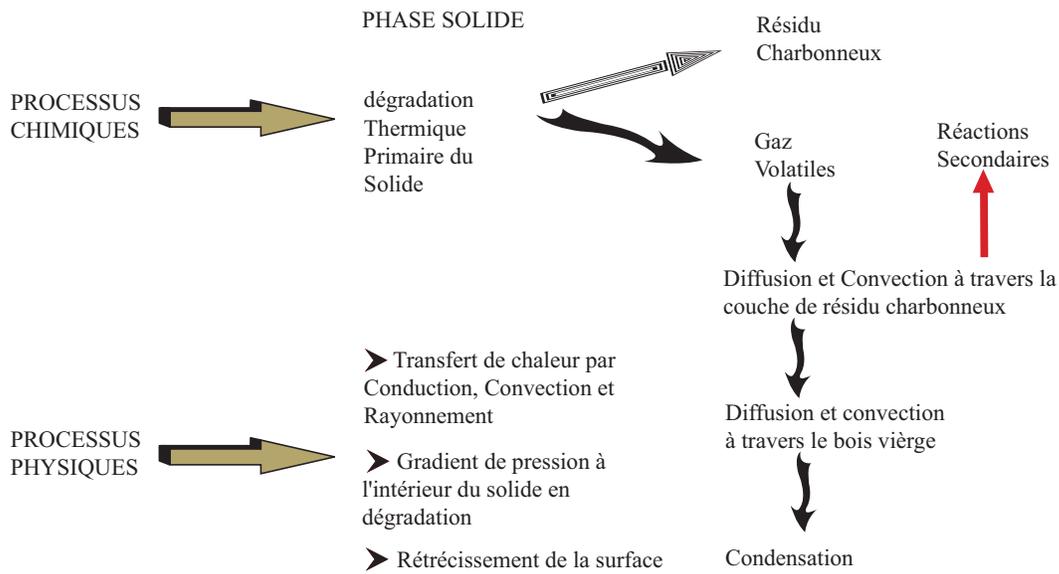


FIG. 2.1 – Représentation schématique de la dégradation thermique d'un matériau cellulosique

2.1.2 Modèles cinétiques

La modélisation numérique du processus de dégradation thermique des combustibles solides est rendue complexe car la formulation mathématique complète des différents processus physico-chimiques mis en jeu nécessite un grand nombre de donnée d'entrée difficile à obtenir.

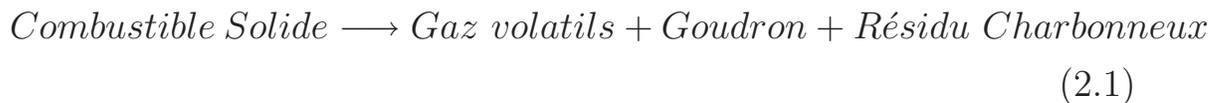
La détermination des mécanismes cinétiques ainsi que les constantes cinétiques, pour la dégradation des matériaux cellulosiques a été réalisée principalement sous des conditions purement chimiques (cinétique intrinsèque).

Plusieurs études ont été réalisées sur la pyrolyse du bois et celle de ses principaux composants, la cellulose, l'hémicellulose et la lignine. Les processus chimiques de tels matériaux sont généralement décrits en deux étapes : les réactions chimiques primaires de dégradation du bois vierge et les réactions chimiques secondaires qui mettent en jeu les produits des réactions dégagés par les réactions primaires [17, 18].

La description des réactions primaires et secondaires a été principalement rendu accessible d'une part, par le regroupement des produits de la pyrolyse

en quelques composants principaux qui sont : le goudron, les gaz volatils et le résidu charbonneux et d'autres part, par des mécanismes cinétiques semi-globaux. En général, les modèles cinétiques peuvent être classés en trois catégories principales :

1. **Modèles globaux à une étape** : Ces modèles sont utilisés pour décrire la dégradation thermique d'un matériau solide avec une seule étape et une seule réaction. La réaction de dégradation thermique globale s'écrit :



La vitesse de réaction est proportionnel à la perte de masse et dépend de la température suivant la loi type Arrhenius. Les paramètres caractérisant la vitesse de réaction sont déterminés à partir de la mesure expérimentale de la perte de masse durant le processus de dégradation en utilisant la thermo-gravimétrie [11, 19], les réacteurs à lit fluidisé [20], les brûleurs tubulaires [21], ainsi que d'autres techniques de mesure [22]. Les valeurs des constantes cinétiques du processus de la dégradation thermique des combustibles solides ont été estimées dans plusieurs études [14, 19, 20, 21, 22]. Elles sont présentées dans le tableau 2.1. Elles présentent des différences considérables. Celles ci sont dûes à la complexité de la chimie de dégradation thermique, des phénomènes de transport de la chaleur, de la masse et de la quantité de mouvement au sein du milieu réactionnel et aux effets de la taille de la particule et des conditions de chauffage.

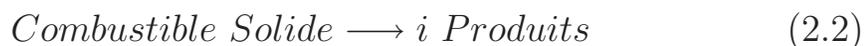
Kunary et Blackshear [23] ont étudié la pyrolyse de larges cylindres de cellulose, très perméables, uniformément chauffés le long de la surface. Ils ont rapporté que la vitesse de réaction augmentait à une température particulière, de la surface de l'échantillon à son centre. Ce comportement est associé à la gazéification des produits de pyrolyse condensés qui ont migré vers le bois vierge. D'autres études

TAB. 2.1 – Valeurs des constantes thermocinétiques de quelques bois et leurs composants.

Combustible	T(K)	$E(kJ.mol^{-1})$	$A(s^{-1})$	Ref.
α – cellulose	550 – 1000	79.4	1.7×10^4	[14]
Cellulose	580 – 1070	8.8 – 33.4	0.019 – 0.14	[19]
Beech sawdust	450 – 700	$18(T < 600)$	0.0053	[20]
Cellulose	450 – 700	71	6.79×10^3	[20]
Cellulose	520 – 1270	139.6	6.79×10^9	[20]
lignine	520 – 1270	141.3	1.2×10^8	[21]
Hemicellulose	520 – 1270	123.7	1.45×10^9	[21]
Wood	321 – 720	125.4	1.0×10^8	[22]

expérimentales sur les effets de la migration, de la condensation et de la gazéification des espèces volatiles dans le bois vierge sur la cinétique de pyrolyse ont été réalisées par Min [21]. Il a étudié la pyrolyse d'un papier filtre enduit par des produits de pyrolyse condensés. Ce papier est chauffé d'un coté tandis que de l'autre coté est placé soit contre une matière perméable où les produits de pyrolyse peuvent migrer extérieurement au solide ou contre une feuille d'aluminium (non perméable). Dans le deuxième cas, le dépôt des espèces condensées sur le solide vierge a réduit le taux de génération des espèces gazeuses et a déplacé la courbe d'Arrhenius vers les basses températures. Ces résultats sont similaires à ceux observés par Kunary et Blackshear.

2. **Modèles globaux à multi-réactions** : Ces modèles considèrent plusieurs réactions successives pour décrire le processus de dégradation thermique du matériau solide en résidu charbonneux et en plusieurs espèces gazeuses. Il s'écrit :



Les études qui utilisent les modèles globaux à multi-réactions concernent

les analyses des effets de la température sur la dégradation thermique de petites particules de bois [24, 25], de cellulose [26, 27] et de lignine [28, 29] à travers la détermination de la quantité des produits et de la composition des gaz volatils.

La cinétique est décrite par un taux de réaction unimoléculaire du premier ordre qui s'exprime par la relation suivante :

$$\frac{dn_i}{dt} = (n_i^* - n_i)A_i \exp\left(-\frac{E_i}{RT}\right) \quad (2.3)$$

où : n_i , est la concentration du produit i , A_i et E_i sont le facteur pré-exponentiel et l'énergie d'activation respectivement. La concentration n_i^* est la quantité maximale qu'atteindra l'espèce i pour un long temps de résidence et une température élevée.

Les résultats théoriques obtenus, en utilisant les valeurs des paramètres cinétiques les plus adéquates, sont en bon accord avec les mesures expérimentales. Cependant, puisqu'aux températures élevées et pour les temps de résidence longs, les effets des réactions secondaires ne peuvent pas être négligés, le modèle cinétique rigoureux doit inclure les réactions à plusieurs étapes pour chacune des deux étapes primaire et secondaire de la dégradation, ainsi que pour les processus de transport. Nunn et al. [24], Hajaligol et al. [26] et Nunn et al. [29] ont montré que les valeurs des paramètres cinétiques déduits dans des conditions expérimentales particulières ne sont pas toujours applicables dans des cas réels.

3. **Modèles semi-globaux à deux étapes** : Les modèles semi-globaux à deux étapes concernent la détermination des mécanismes réactionnels semi-globaux qui incluent l'étape primaire et parfois l'étape secondaire du processus de dégradation thermique du solide ainsi que l'estimation des paramètres cinétiques. La cellulose est le composant du bois le plus étudié. L'un des premiers modèles semi-globaux proposés pour décrire la dégradation thermique primaire de tel composant est le modèle de

Kilzer et Broido [30] :

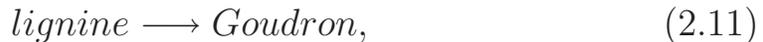
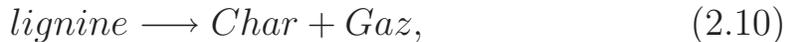


En accord avec les analyses de Kilzer et Broido, la dégradation thermique commence à environ $493K$ avec une élimination endothermique de l'eau pour produire de l'anhydrocellulose. A la température d'environ $553K$, la propagation de la réaction endothermique en chaîne conduit à la formation du levoglucosan volatile, un constituant majeur du goudron. L'anhydrocellulose subit une pyrolyse exothermique pour donner un résidu charbonneux et des gaz volatils. Les réactions de déshydratation sont dominantes aux basses températures et conduisent finalement à la formation du résidu charbonneux qui en présence de l'air, provoque une combustion incandescente. Les réactions de dépolymérisation sont prédominantes aux températures élevées. Elles conduisent à la formation du goudron volatil qui, en présence de l'air, s'enflamme [31]. La dégradation de la cellulose est aussi largement étudiée par Shafizadeh et ses collaborateurs [17, 18, 32] dans la plage de température $533 - 613K$ à travers le schéma cinétique suivant :



Similairement au schéma cinétique de Kilzer et Broido, deux chemins ont été identifiés : L'un est dominant à basse température et inclut la réduction dans le degré de la polymérisation par cassure de liaisons atomiques, apparition de radicaux libres, élimination de l'eau,

et la formation de gaz à faible masse moléculaire et de résidu charbonneux. A la température avoisinant les $573K$, le second chemin devient compétitif et rapidement dominant. Les réactions primaires de ce dernier renferment la dépolymérisation suivi par la déshydratation et la formation de résidu charbonneux et des gaz volatils. Quand la température augmente, les réactions de formation du goudron s'accroissent rapidement et ralentissent la formation du résidu charbonneux et des gaz volatils. La dégradation primaire de la cellulose est décrite par le mécanisme à une étape de réaction qui conduit à la formation d'une 'cellulose active' qui est le résultat d'une forte réduction dans la degré de la polymérisation ($E_1 = 242.4kJ.mol^{-1}$, $A_1 = 2.8 \times 10^{19}s^{-1}$). La dégradation de la cellulose active ($E_2 = 196.5kJ.mol^{-1}$, $A_2 = 3.28 \times 10^{14}s^{-1}$, $E_3 = 150.5kJ.mol^{-1}$, $A_3 = 1.3 \times 10^{10}s^{-1}$) conduit aux goudrons volatils, aux gaz volatils et à la formation du résidu charbonneux. Un modèle semi-global de la pyrolyse primaire de la lignine a été proposé par Antal [33]. Son schéma cinétique est le suivant :



Les processus à faibles températures sont essentiellement représentés par les réactions de déshydratation Eq.2.10. Aux hautes températures, la formation d'une variété de monomères de lignine qui peuvent subir une dégradation secondaire et une condensation pour les températures supérieures à $773K$ est décrite par la réaction Eq.2.11. A des débits de chauffage très élevés, les réactions de fragmentations sont décrites par la réaction Eq.2.12 qui ne conduit pas à la formation du résidu charbonneux. La formation secondaire du résidu charbonneux est le résultat de la condensation des vapeurs réactives.

Deux approches différentes ont été employées dans la modélisation de

la dégradation thermique des combustibles solides complexes tels que le bois et la biomasse. La première approche considère trois composants chimiques du bois : la cellulose, l'hémicellulose et la lignine à des proportions différentes. La seconde approche considère le combustible comme une espèce homogène seule, qui subit la dégradation thermique suivant un schéma cinétique semi-global. La vitesse de la pyrolyse primaire de petites particules de biomasse, dans la plage de température de $473 - 973K$, est la somme des taux des principaux composants de la biomasse [34].

2.1.3 Energétique des réactions de pyrolyse

L'analyse thermique différentielle «TDA »a été largement utilisée pour étudier l'énergétique de la dégradation thermique des matériaux cellulosiques. Il a été montré que la pyrolyse de l'hémicellulose et de la lignine était un processus exothermique alors que la pyrolyse de la cellulose était un processus endothermique aux basses températures et devenait exothermique aux hautes températures [35, 36]. Les réactions endothermiques et exothermiques de la pyrolyse du bois pour diverses températures ont été décrites [9, 36].

Les effets de la température de réaction sur l'énergétique de la pyrolyse de larges particules de bois ont été aussi étudiés par Lee et al. [16]. Le processus est endothermique aux flux de chaleur radiatifs faibles, ($-610kJkg^{-1}$), par contre il est globalement exothermique aux flux élevés (hautes températures). La cellulose fine subit un processus de dégradation endothermique alors que l'épaisse cellulose est initialement endothermique suivi par une exothermicité significative. Les changements de l'énergétique de dégradation des matériaux cellulosiques en fonction de la température et la taille de la particule sont dûs essentiellement aux différents rôles joués par les réactions primaires et secondaires. Aux basses températures et pour des temps de résidence courts des gaz volatils, seules les réactions endo-

thermiques primaires sont actives tandis que les hautes températures amorceront les réactions exothermiques secondaires. La fréquence des réactions secondaires et la faible perméabilité peuvent aussi causer des changements dans l'énergétique globale du processus [37].

2.1.4 Modélisation des Processus Physico-chimiques

Les mécanismes qui contrôlent les phénomènes de transport (quantité de mouvement et transfert de chaleur et de masse) et les processus chimiques qui se produisent pendant la dégradation thermique des particules épaisses de bois et ses composants (particules représentatives de la végétation méditerranéenne), sous les conditions thermiques caractéristiques des feux ne sont pas encore assez bien connus pour améliorer la sécurité incendie ainsi que la conception et la réalisation des réacteurs chimiques où les particules épaisses sont les mieux appropriées du point de vue économique.

Du point de vue pratique, les processus qui affectent la conversion thermique des particules dans les réacteurs à biomasse sont principalement liés aux distributions de température et de vitesse autour de la particule. Les études dans de tels cas sont très complexes, du fait de la non uniformité des profils de températures, des concentrations d'espèces, de la vitesse et de la pression ainsi que la vitesse de réaction le long de l'épaisseur de la particule. Néanmoins, la conversion thermique des matériaux cellulosiques du point de vue quantitative est abordée aux conditions maîtrisables du flux qui peut varier entre 30 et 250 $kJm^{-2}s^{-1}$ et qui caractérise les conditions de feux, de la conversion de la biomasse et de la combustion de la biomasse. Les mesures des effets de la concentration de l'oxygène ambiant et du flux de chaleur sur la gazéification du bois, Chan et al.[38], Ohlemiller et al. [39], Kashiwagi et al.[40], de l'application du flux par rapport à la direction des fibres Lee et al. [16], Ohlemiller et al. [39] ont permis des améliorations remarquables dans la compréhension des processus physico-chimiques.

Les multiples recherches consacrées à la modélisation des processus physico-chimiques de la dégradation thermique des matériaux celluloseux ont été réalisées pour répondre aux questions posées dans les domaines de la sécurité incendie et la production d'énergie à partir de la conversion de la biomasse. Chan et al. [41] ont utilisé les propriétés de "l'Oregon lodgepole Pine" et les échelles des grandeurs (le diamètre des pores à travers lequel les gaz volatils s'échappent est de l'ordre de $10\mu m$ et la taille de la particule est de l'ordre de $1cm$) pour donner une estimation des temps caractéristiques des principaux processus qui peuvent être utilisés comme référence dans la formulation des modèles mathématiques. Ils ont montré que, pour les valeurs d'énergie d'activation entre 125 et $170 kJmol^{-1}$, l'effet de la température sur les temps caractéristiques de transport est faible alors qu'il est très élevé sur le taux des réactions chimiques. La variation de la densité du matériau engendre une augmentation globale de la porosité qui diminue les temps de transport et augmente les temps de transfert de chaleur. La capacité thermique du solide décroît aussi car la densité du matériau diminue pendant la dégradation thermique. En conclusion, la vitesse des transferts de chaleur est beaucoup plus lente que celle des réactions chimiques à haute température. Par contre à faible température, la vitesse des réactions de dégradation thermique devient 4 fois plus faible que celle des transferts de chaleur.

Pour les particules épaisses, une zone où les temps caractéristiques des réactions chimiques et des transferts de chaleur sont comparables se propage à travers la particule, est observée. Par conséquent, il est intéressant de prendre en considération les effets de la taille et de la porosité de la particule sur la dégradation thermique du matériau.

Pendant la dégradation thermique d'un matériau celluloseux, l'évaporation est un phénomène à faible température qui affecte les propriétés thermiques locales du matériau. A partir de l'analyse des temps caractéristiques, Chan et al. [41], ont montré que pour les particules sèches, le transport convectif de masse est plus rapide que le transport diffusif. Pour les particules hu-

mides, la diffusion des produits volatils peut entrer en compétition avec le transport convectif. Cela est dû à la présence d'une quantité non négligeable de vapeur d'eau dans la particule. De plus, à ce stade du processus, la porosité et la perméabilité n'ont pas encore changé.

Les modèles mathématiques disponibles utilisent des hypothèses simplificatrices pour décrire les processus chimiques et les phénomènes de transport. Pour les réactions chimiques, les études sur la dégradation thermique du bois et ses composants ont souvent été basées sur une cinétique chimique à une étape et une loi d'Arrhenius du premier ordre a été utilisée pour modéliser les vitesses de réactions [42, 43, 44, 45, 46].

Dans certains cas, la description du processus physique est associée à un modèle cinétique à plusieurs étapes pour le processus chimique, Panton et al. [47].

L'hypothèse que le solide vierge puisse être considérée comme une espèce homogène a été faite par plusieurs auteurs dans leurs études sur la dégradation thermique du bois [41, 48, 49]. Dans toutes ces analyses, les réactions primaires et les réactions secondaires pour la pyrolyse du solide ont été considérées. Ils ont groupé les produits de pyrolyse composants tels que le goudron, le résidu carbonneux et les gaz volatils.

Des approximations ont également été employées dans la modélisation du phénomène de transport pendant la dégradation thermique du matériau cellulosique. La pyrolyse du bois est simulée au travers d'un modèle monodimensionnel puisque cette condition est souvent rencontrée dans l'expérimentation [16, 39, 40]

Dans la plupart des analyses, la porosité est considérée très fine et de distribution uniforme. Le matériau est supposée homogène avec une porosité et une perméabilité spécifique. Le gaz et le solide sont en équilibre thermique. L'approche la plus simple consiste à considérer l'équation de la conduction dans la particule, écrite pour un solide non poreux avec les propriétés constantes et le terme source qui prend en compte la chaleur de réaction [45, 46, 47]. Kung [42] et Villermaux et al. [44] ont amélioré la

description du phénomène de transport pendant la dégradation thermique par l'introduction du transfert convectif de la chaleur dû au flux externe des gaz volatils qui sont générés pendant la pyrolyse. L'hypothèse que les espèces s'échappent de la particule dès qu'elles sont formés est souvent effectuée (l'accumulation de la masse et de l'énergie des espèces gazeuses dans la particule est négligée). Kansa et al. [43] n'ont pas négligé, dans leur modèle, l'accumulation de la masse et de l'énergie des espèces gazeuses dans la particule et ont introduit la variation de pression à l'intérieur du milieu poreux suivant la loi de Darcy. Ce modèle présente une assez bonne description du phénomène de transport bien que le modèle cinétique à une étape soit utilisé pour décrire la chimie.

Chan et al. [41] ont développé dans leurs travaux un modèle qui décrit la pyrolyse du bois au travers d'un schéma cinétique à multi-étapes et quelques hypothèses pour décrire la physique. Le gaz est supposé s'écouler seulement vers la zone chauffée de la particule et ni la résistance au transfert de masse ni le transport convectif des espèces condensées sont inclus. L'accumulation des gaz volatils est aussi négligée. L'intérêt de l'étude consiste en l'évaluation des échelles de grandeur des temps caractéristiques des différents phénomènes.

Curtis et Miller [48] ont supposé dans leurs travaux que le phénomène est quasi-stationnaire et la pression est constante dans la particule. Ils ont étudié la pyrolyse de petites particules de biomasse de (5×10^{-3} à $4 \times 10^{-2}cm$) et ont montré les effets de la taille de la particule, de la pression totale et du taux de chauffage sur la dégradation thermique. Ils ont souligné l'existence de gradients de pression significatifs qui affectent la génération des produits.

Di Blasi et al. [49] ont inclus dans leur modèle les transferts de chaleur convectif et diffusif, les termes instationnaires dans l'équation de la phase gazeuse, la variation de pression et des propriétés du milieu. L'étude a été menée dans le but de clarifier le rôle des différentes hypothèses posées pendant le développement du modèle mathématique pour la pyrolyse du

bois, en particulier : (1) le modèle cinétique à une étape ; (2) l'état quasi-stationnaire de la phase gazeuse et la constance de la porosité ; (3) la constance des propriétés du matériau. Les auteurs ont affirmé que ces hypothèses affectent le comportement qualitatif même des prédictions.

Les effets de l'évaporation de l'eau sur la dégradation thermique ont été étudié par Chan et al. [41]. Ils ont décrit le processus de dégradation thermique en ajoutant une réaction chimique de vaporisation. Alves et Figueiredo [50] ont supposé que la vaporisation était contrôlée par la chaleur fournie et pouvait être décrite par une relation d'équilibre locale "humidité-vapeur".

Di Blasi et al. [51, 52] ont développé un modèle de dégradation thermique d'un bois plat sec immergé dans une atmosphère inerte, soumis sur une de ses faces à un flux de chaleur radiatif. Les effets des propriétés variables du matériau, l'hypothèse d'un processus instationnaire de la phase gazeuse, la variation de la pression et de la vitesse et le transport convectif du goudron ont été pris en compte. Le processus chimique a été décrit suivant le schéma proposé par Shafizadeh et Chan [53] pour les réactions primaires et suivant le schéma de Koufopoulos et al. [37] pour les réactions secondaires.

Une synthèse bibliographique plus globale sur la description de la dégradation thermique peut être consultée dans les travaux de Bryden [54], de Miller et Bellan [55], de Shafizadeh [17], de Atreya [56] et de Browne [57].

2.2 feux de végétation

Les feux ont un impact direct sur l'homme. Ils causent d'importants dégâts pour l'environnement ainsi que de nombreuses nuisances : dépôt de cendre et de suies, fumées toxiques,... Il est impérative de connaître le comportement du feu de végétation afin de pouvoir le comprendre et le prévenir pour le combattre. La caractéristique la plus déterminante d'un feu est sa vitesse de propagation. Plusieurs études ont été menées dans le but de prédire la propagation d'un feu dans un environnement donné. Les divers

spécialistes tels que, les météorologues, les biologistes, les écologistes, les physiciens, les mathématiciens, les informaticiens,...sont nécessaires pour pallier la complexité des différents phénomènes présents dans ces études. Dans cette partie, nous présentons une revue sur les connaissances actuelles du processus de propagation et ses modélisations.

2.2.1 Description du phénomène de propagation

La description complète de l'évolution du feu et de la dégradation du végétal qu'il occasionne est fort complexe. Les particules combustibles qui constituent le lit végétal sont soumises à un échauffement. Elles se dégradent sous l'action de différents mécanismes tels que :

1. La déshydratation,
2. La pyrolyse qui correspond à la décomposition thermique du matériau et c'est la phase où l'essentiel des gaz volatils et inflammables se libèrent,
3. L'oxydation qui correspond à la combustion hétérogène des résidus charbonneux et des gaz volatils issus de la pyrolyse,
4. La carbonisation qui correspond à la phase d'apparition des cendres et des matières résiduelles combustibles.

2.2.2 Modèles de propagation de feu

La modélisation de la propagation d'un feu a connu un essor important dans les cinq dernières décennies. Plusieurs modèles basés sur des équations qui lient les paramètres de l'environnement et les variables de comportement du feu ont été développés. Les expressions de la vitesse de propagation, de l'intensité du front de feu, de la consommation du combustible ont été obtenues à partir des caractéristiques physiques du combustible, des propriétés du milieu et des conditions météorologiques. L'importance de ces types de modèles repose sur le fait que, les systèmes experts

de prédiction actuels utilisent leurs résultats. Catchpole et Mestre [58], Weber [59] et Perry [60] ont effectué une analyse des différents modèles mathématiques existants sur le comportement des feux de surface et les ont classé en modèles statistiques, empiriques et physiques.

2.2.2.1 Modèles statistiques

Les modèles statistiques ne prennent en compte aucun mécanisme physique et décrivent statistiquement les feux. De tels modèles s'ils ne permettent pas de décrire les caractéristiques d'un feu, restent cependant utiles à prédire les risques pour les grandes superficies de végétation et de caractère uniforme. On peut citer par exemple les travaux de Nobel et al. [61] qui donnent la vitesse de propagation du feu en fonction d'un indice de risque, calculé pour une végétation précise et pour des conditions climatiques précises.

2.2.2.2 Modèles empiriques

Les modèles empiriques n'aident pas à la compréhension des phénomènes, car ils ne différencient pas les mécanismes de transfert de chaleur et se limitent à la prédiction de la vitesse de propagation du feu dans des configurations données. Ils introduisent dans la formulation de la vitesse de propagation des paramètres tels que la taille des particules, l'humidité du matériau, les chaleurs de réaction etc... Suivant le principe utilisé dans le travail de Frandsen [62] sur la modélisation semi-empirique des feux de surface, Rothermel [63] a élaboré le modèle le plus utilisé de nos jours. Il a conduit de nombreuses expériences sur des combustibles différents et pour diverses conditions. Ce qui lui a permis de déterminer les paramètres de fermeture optimum dans de nombreux cas et de construire un code de prédiction opérationnel appelé BEHAVE qui donne des résultats satisfaisants.

2.2.2.3 Modèles physiques

Les tentatives de développement de modèles physiques qui décrivent le comportement des feux de surface remontent à plusieurs décennies. Ils reposent sur l'étude des principes qui régissent le développement d'un feu. Le système simplifié dans lequel les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie et les équations de transfert de chaleur (conduction, convection et rayonnement) peuvent être appliquées est élaboré et résolu pour donner une quantification des variables de propagation du feu. Le premier modèle développé par Fons [64] est un modèle simplifié dans lequel la propagation du feu est obtenue en fonction de l'élévation logarithmique de la température du combustible dans le lit végétal. L'équation de conservation de l'énergie dans un volume uniforme de particules solides dans une ligne de feu est appliquée. Ce modèle a été validé à travers des résultats expérimentaux de laboratoire sur une distribution continue d'aiguilles de Pin.

Un ensemble de modèles théoriques a émergé entre les années 1960 et 1990. Leurs approches à la description du système physique sont presque identiques, mais elles diffèrent dans la manière où les principes théoriques sont appliquées. La plupart de ces modèles sont construits suivant les hypothèses de transferts de masse et de chaleur monodimensionnels et de la propagation stationnaire du front de feu qui est représenté par une interface et un front rectangulaire incliné et isotherme qui se déplace dans un lit homogène de combustible. Ce dernier se caractérise par une teneur en humidité, une charge en combustible et une surface spécifique des particules qui le constituent. Ces particules sont supposées être uniformément distribuées dans toutes les directions. Néanmoins, plusieurs modèles diffèrent de cette approche initiale. Albin [65, 66] a introduit la bidimensionnalité du combustible. Thomas [67] a considéré l'existence d'un gradient de température dans la particule. Cekirge [68], Fujii et al. [69] et Weber [70] ont suggéré une propagation instationnaire. Ils ont essayé de trouver une

solution dynamique pour la propagation du front de feu mais sans beaucoup de succès.

Presque tous les auteurs ont considéré dans leurs travaux le transfert de chaleur par rayonnement comme étant le processus dominant dans le chauffage du combustible. Ce terme a reçu un traitement particulier suivant que la source émettrice soit du type surfacique ou volumique et la caractérisation du combustible (corps noir ou corps gris). Le travail d'Albini [65] illustre clairement ces considérations. Dans la plupart des modèles, le terme convectif est généralement traité d'une manière assez confuse, excepté pour les modèles de Pagni et Peterson [3] et Albini [66]. La contribution de la chaleur liée aux gaz chauds présents dans le lit est exclue des hypothèses. Ces gaz sont seulement considérés comme une source d'oxygène pour le processus de combustion.

Actuellement, les processus physico-chimiques qui régissent les feux de surface sont bien connus mais beaucoup de questions sur la chimie et la thermodynamique liés au comportement du feu attendent des réponses. Dans l'Europe Méditerranéenne, les Etats Unis, le Canada et l'Australie, un programme de recherche ambitieux et innovateur a commencé. L'objectif de ce programme est de développer des modèles physiques qui peuvent prédire tout type de comportement de feu. Grishin [71], Dupuy [72], Larini et al. [73] et Margerit et Sero-Guillaume [74] ont suivi cette nouvelle approche théorique de modélisation et ont inclus une description physique complexe du système et plus de détails dans les équations de transfert tableau 2.2.

TAB. 2.2 – Caractéristiques des modèles théoriques.

Caractéristique	Description
Description du combustible	Multiphasique : Solide, liquide, et gazeux
Hypothèses de propagation	2D ou 3D et propagation dynamique
Réactions considérées	Vaporisation, pyrolyse et combustion
Equations de bilans	Masse, espèces chimiques, quantité de mouvement et énergie

Tous ces efforts sont assujettis à une série de limitations liées à l’inévitable utilisation de calcul long et difficile pour résoudre les systèmes complexes d’équations.

2.3 Conclusion

2.3.1 Dégradation thermique des matériaux celluloseux

En vertu des travaux précédemment réalisés sur les descriptions des processus physico-chimiques de la dégradation thermique des matériaux celluloseux, il est clair qu’ils peuvent être classés en deux catégories : Ceux qui prennent en compte tous les phénomènes qui peuvent avoir lieu durant la dégradation, qui sont nombreux et complexes et qui nécessitent un grand nombre de paramètres, qui sont souvent difficiles à estimer et ceux, pour lesquels des simplifications justifiées par des comparaisons avec des données expérimentales, ont été adoptées. Les modèles de la seconde catégorie sont faciles à adapter aux modèles de propagation de feux de végétation. De ce fait, nous proposons dans cette étude un modèle appartenant à la seconde catégorie pour déterminer la taille de transition de la particule et l’intégrer dans un modèle de comportement d’un feu dans le cas où le lit est constitué de particules thermiquement épaisses.

2.3.2 Feu de végétation

L'approche de la présente étude est une extension logique des travaux de Grishin [71]. Le feu de végétation est considéré comme un écoulement multiphasique, réactif. Le feu chauffe le lit combustible. Une phase gazeuse évolue à travers N phases solides qui constituent le milieu combustible hétérogène. Un jeu d'équations dépendant du temps est obtenu pour chaque phase, et le couplage entre la phase gazeuse et les N phases solides s'effectue grâce aux termes d'échange de masse, de quantité de mouvement, et d'énergie. Dans un précédent travail [73], les bases d'un modèle multiphasique ont été présentées et l'utilisation d'un modèle simplifié monodimensionnel dans lequel certains phénomènes physiques ont été négligés (comme le gradient de température dans la particule) a permis de montrer les avantages d'une telle approche. Dans le cadre de ce modèle simplifié, la propagation de feux à travers un lit composé de particules fixes d'aiguilles de pin, à co ou contre courant unidimensionnel a pu être étudié numériquement.

Chapitre 3

Développement d'un modèle thermiquement épais

Sommaire

3.1	Introduction	27
3.2	Position du problème	28
3.3	Modèle mathématique	28
3.4	Traitement numérique des équations	35
3.5	Discussions des Résultats de la dégradation thermique des matériaux	41

3.1 Introduction

La dégradation thermique des combustibles celluloseux est un processus déterminant dans les applications telles que la propagation des feux de végétations et la conversion de la biomasse, dans la mesure où il constitue la première étape dans la décomposition du solide. Ce processus fournit le combustible nécessaire à la propagation du feu. Sa maîtrise et sa compréhension sont incontournables. La modélisation de ce phénomène est complexe car elle nécessite la prise en compte des forts couplages entre la cinétique chimique et les transferts de chaleur et de masse lors des processus

de séchage, de pyrolyse et d'oxydation des résidus carbonneux.

3.2 Position du problème

La contribution à l'amélioration des modèles de comportement des feux de végétation passe inévitablement par l'étude du processus chimique de dégradation thermique. La présente étude consiste à intégrer dans les modèles complets de comportement de feux de végétations existants de nouvelles approches qui prennent en compte, avec plus de réalisme, les mécanismes de dégradation du combustible végétal.

A ce sujet, il est indéniable que l'acteur déterminant dans la propagation d'un feu est le combustible. Les particules végétales responsables de la propagation du feu sont des particules fines ayant des dimensions caractéristiques inférieures à 2 *mm*. Par conséquent, l'hypothèse de particules végétales thermiquement minces est souvent utilisée lors du développement de modèles de propagation [75, 76]. La validité de cette hypothèse doit néanmoins être étudiée plus attentivement. De plus, la présence de particules de tailles supérieures à 2 *mm* dans le lit végétal affecte vraisemblablement la région de flamme et doit, par conséquent, être prise en compte dans la modélisation.

3.3 Modèle mathématique

3.3.1 Introduction

Les modèles développés peuvent être divisés, suivant leur complexité, en deux classes. La première classe comprend les modèles les plus complets. Ces derniers considèrent l'écoulement des produits gazeux issus de la dégradation dans le solide poreux et utilisent une cinétique chimique complexe [7, 77]. En outre, ils nécessitent un grand nombre de paramètres qui sont souvent difficiles à estimer [6]. De plus, du fait de leur lourdeur,

ils sont peu adaptés pour être utilisés dans les modèles de propagation de feux de végétation.

Les modèles de dégradation thermiques de la seconde classe utilisent un nombre de paramètres réduit et les hypothèses sur lesquels ils sont fondés ont été justifiées par des comparaisons avec des données expérimentales, [6, 78, 79].

3.3.2 Equations de base

Le modèle développé dans cette étude appartient à la seconde classe. Il est basé sur la résolution de l'équation de la chaleur dans la particule et inclut les processus de séchage, de pyrolyse et d'oxydation du résidu carbonneux. Les hypothèses sur lequel il est fondé sont :

1. Les processus de séchage et de pyrolyse sont des processus chimiques volumiques et sous-surfaciques. Quand la particule subit une dégradation thermique, elle perd de la masse et du volume. La combustion hétérogène (oxydation du charbon) se produit à la surface externe de la particule. Par conséquent, la particule perd de la masse à travers le séchage et la pyrolyse en profondeur et en surface via l'oxydation du résidu carbonneux. Par contre elle diminue en volume à travers la combustion hétérogène à la surface externe ;
2. Le fait de considérer un front de séchage se déplaçant le long du rayon de la particule peut causer des problèmes de stabilité numérique [78]. Pour éviter ce problème le séchage est décrit à travers une loi de type Arrhenius du premier ordre. Les valeurs des constantes thermocinétiques sont prises des travaux de Grishin [71] ;
3. Pour les mêmes raisons que le séchage, le processus de pyrolyse est décrit aussi par une loi de type Arrhenius du premier ordre. Le bois vierge est transformé en produits de pyrolyse et en résidus carbonneux à travers une réaction chimique à une étape ;

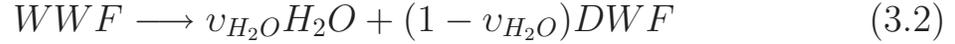
4. Spearpoint et Quintiere [6] ont montré d'une part, que la fraction du charbon formé lors de la pyrolyse est généralement une fonction inverse du rapport du flux de chaleur incident et du flux de chaleur critique. D'autre part, d'autres études ont montrées que localement la fraction de résidu carbonneux formée dépend de la température finale, [5]. Dans la mesure ou la détermination de la teneur en résidu carbonneux en fonction de la température peut être une tâche complexe, elle est supposée constante en accord avec les études précédentes [6, 79, 8, 1];
5. Deux modèles cinétiques (réaction à une étape ou réactions à deux étapes) sont utilisés pour l'oxydation des résidus carbonneux;
6. La vapeur d'eau résultante du processus de séchage, et les volatils issus de la pyrolyse sont supposés en équilibre thermique avec la matrice solide;
7. Les transferts de chaleur et de masse dans la particule sont monodimensionnels.
8. Les gaz atteignent immédiatement la surface de la particule dès qu'ils sont formés. Il n'y a pas d'accumulation de gaz dans la particule .
9. Les systèmes physiques réactifs capable de reproduire les principaux phénomènes rencontrés lors d'un feu sont très complexes, et nécessitent de pouvoir suivre au cours du temps l'évolution de nombreuses espèces chimiques. Dans le cas d'un matériau cellulosique, la composition des produits de pyrolyse est complexe et fait intervenir de nombreux éléments (C , CO , CO_2 , H_2O , CH_4 , H_2 , $C_2H_6\dots$). En accord avec les travaux de Grishin [71], on suppose que les produits de pyrolyse, lors de la décomposition thermique d'un matériau cellulosique, sont un mélange de CO et CO_2 , ce qui conduit à :

$$GPP = \alpha_{CO}CO + \alpha_{CO_2}CO_2 = 1 \quad (3.1)$$

où GPP désigne les produits gazeux de pyrolyse et α_{CO} est la fraction combustible dans le mélange gazeux des produits de pyrolyse.

Le modèle cinétique de pyrolyse utilisé se résume en trois étapes simplifiées suivantes :

- Réaction endothermique de séchage

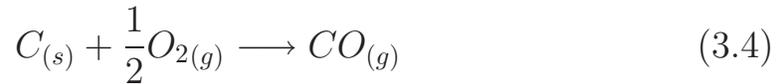


- Réaction endothermique de pyrolyse

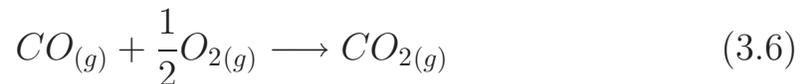
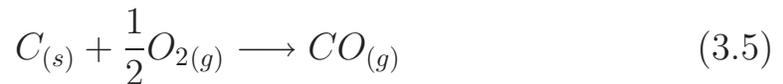


où WWF et DWF représentent le bois humide et le bois sec.

- Réaction exothermique globale d'oxydation du résidu charbonneux.
- i) l'oxydation peut se produire selon un modèle cinétique à une étape qui considère l'oxydation de tous les atomes de carbone pour produire du monoxyde de carbone.



- ii) l'oxydation peut aussi se produire selon un modèle cinétique à deux étapes : l'oxydation des atomes de carbone qui produit du monoxyde de carbone, qui s'oxyde par la suite pour donner du dioxyde de carbone.



En vertu des hypothèses précédentes, les équations de conservation pour la particule solide et les produits gazeux de pyrolyse s'écrivent :

- Equation de conservation des espèces solides

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} = -R_{H_2O} \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial \rho_w}{\partial t} = -R_{pyr} \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial \rho_{char}}{\partial t} = \nu_{char} R_{pyr} \quad (3.9)$$

où les taux de disparition massique dus au processus de séchage et de pyrolyse sont exprimés par :

$$R_{H_2O} = \rho_m \frac{A_{H_2O}}{\sqrt{T}} \exp\left(\frac{-E_{H_2O}}{T}\right) \quad (3.10)$$

$$R_{pyr} = \rho_w A_{pyr} \exp\left(\frac{-E_{pyr}}{T}\right) \quad (3.11)$$

Pendant l'oxydation du résidu carbonneux, il est supposé que la particule subit une perte de volume et que sa densité reste constante. Cependant le taux de perte de volume dû à la combustion hétérogène est décrit par l'équation suivante :

$$\rho_{char} \frac{\partial V_p}{\partial t} = -R_{char} S_p \quad (3.12)$$

La connaissance de la vitesse de diffusion de l'oxygène à travers la couche qui entoure une particule et des propriétés physiques des particules permet de déterminer la vitesse globale de combustion rapporté à l'unité de surface externe [80].

Dans le cas où la vitesse relative de l'air de combustion par rapport à la particule est faible (ou nulle), la vitesse de combustion par unité de surface externe R_{char} peut être explicitée par la corrélation suivante [80] :

$$R_{char} = -\frac{1}{2} \left(\frac{D_0}{2R}\right) \rho_0 \left(\frac{T}{T_0}\right)^{0.75} \frac{1}{\gamma_s} \ln(1 - \gamma_s Y_{O_2}) \quad (3.13)$$

où γ_s est le coefficient de Stefan ne prenant en compte que la nature des réactions primaires au contact de la surface carbonée. Deux cas sont

à distinguer : $\gamma_s = -1$ pour le modèle cinétique à une étape et $\gamma_s = -0.3$ pour le modèle cinétique à deux étapes. Dans la présente étude, le modèle cinétique à une étape est utilisé. Le transfert de masse de la phase oxydante jusqu'à la surface de la particule combustible dépend du régime d'écoulement de celui-ci et d'une manière générale, de la vitesse relative phase oxydante-particule combustible. La vitesse globale de réaction R''_{char} , dans le cas où le lit de particules est traversé par un courant d'air de vitesse relative u non nulle, peut s'exprimer en fonction de $R''_{char}^{u=0}$ [81] :

$$R''_{char} = R''_{char}^{u=0} (1 + 0.272Sc^{0.33}Re_p^{0.5}) \quad (3.14)$$

La possibilité de calculer la vitesse de combustion de la particule à partir de la connaissance de ses propriétés physiques permet d'estimer le temps de combustion, τ_{comb} , d'une particule. Si ρ_{char} , est la masse volumique de la particule, V_p son volume, S_p sa surface externe, la vitesse globale de réaction s'écrit :

$$R''_{char} = -\frac{\rho_{char}}{S_p} \frac{\partial V_p}{\partial t} \quad (3.15)$$

Dans le cas d'une particule sphérique de rayon R (rayon initial R_0) :

$$R''_{char} = -\rho_{char} \frac{\partial r}{\partial t} \quad (3.16)$$

d'où :

$$\tau_{comb} = -\rho_{char} \int_{R_0}^0 \frac{\partial r}{R''_{char}} \quad (3.17)$$

soit :

$$\tau_{comb} = -\frac{2\rho_{char}}{3D_0\rho_0} \left(\frac{T_0}{T}\right)^{0.75} \frac{R_0^2\gamma}{\ln(1-\gamma Y_{O_2})} \frac{1}{(1+0.272Sc^{0.33}Re_p^{0.5})} \quad (3.18)$$

- Equation de conservation des espèces gazeuses

$$\frac{1}{r^j} \frac{\partial}{\partial r} (r^j \dot{m}''_{H_2O}) = R_{H_2O} \quad (3.19)$$

$$\frac{1}{r^j} \frac{\partial}{\partial r} (r^j \dot{m}''_{CO}) = (1 - \nu_{char}) \alpha_{CO} R_{pyr} \quad (3.20)$$

$$\frac{1}{r^j} \frac{\partial}{\partial r} (r^j \dot{m}''_{CO_2}) = (1 - \nu_{char}) \alpha_{CO_2} R_{pyr} \quad (3.21)$$

- Equation de conservation de l'énergie

$$(\rho_i C_{p_i})_s \frac{\partial T}{\partial t} + (\dot{m}''_i C_{p_i})_g \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{r^j} \frac{\partial}{\partial r} (r^j \lambda \frac{\partial T}{\partial r}) - R_{H_2O} L_v - R_{pyr} \Delta H_{pyr} \quad (3.22)$$

Dans les équations (3.19) à (3.21), l'exposant j est relatif à la géométrie de la particule. Il est égal à 0 pour les particules planes, à 1 pour les particules cylindriques et à 2 pour les particules sphériques.

Les termes $(\rho_i C_{p_i})_s$ et $(\dot{m}''_i C_{p_i})_g$ dans l'équation (3.22) sont déterminés à partir des relations suivantes :

$$(\rho_i C_{p_i})_s = \rho_m C_{p_m} + \rho_w C_{p_w} + \rho_{char} C_{p_{char}} \quad (3.23)$$

$$(\dot{m}''_i C_{p_i})_g = \dot{m}''_{H_2O} C_{p_{H_2O}} + \dot{m}''_{CO} C_{p_{CO}} + \dot{m}''_{CO_2} C_{p_{CO_2}} \quad (3.24)$$

La conductivité thermique, λ , varie avec la composition du solide combustible suivant la relation suivante :

$$\lambda = \eta \lambda_w + (1 - \eta) \lambda_{char} + \lambda_m \quad (3.25)$$

où $\eta = \rho_w / \rho_{w_0}$; $\lambda_m = \chi(0.004M)$

La capacité calorifique du mélange est calculée à l'aide d'un polynôme d'ordre 5 dont les coefficients sont extraits de la base de données thermodynamiques Chemkin [82].

$$\frac{C_p}{R} = \sum_{i=1}^5 a_i T^{i-1} \quad (3.26)$$

$$R = 8.31433 J.mol^{-1}.K^{-1} \quad (3.27)$$

- Conditions initiale et aux limites

La température à l'instant initial dans la particule est prise égale à $300K$.

Les conditions aux limites sont :

- au centre de la particule ($r = L = 0$)

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{L=0} = 0 \quad \text{condition de symétrie} \quad (3.28)$$

- à la surface externe de la particule ($r=L$)

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=L} = \varepsilon [\dot{Q}_{ext} - \sigma(T^4 - T_{amb}^4)] + h_{conv}(T_{amb} - T) + \alpha_{char} R_{char} L_{char} \quad (3.29)$$

où α_{char} est la fraction de la chaleur libérée par la réaction d'oxydation du résidu carbonneux .

3.4 Traitement numérique des équations

Afin de résoudre numériquement les équations de transport, nous avons opté pour la méthode des volumes finis [83]. Cette méthode est présentée en détail dans le chapitre 5. Dans le cas des équations de transport des espèces solides (3.7), (3.8), (3.9) et des espèces gazeuses (3.19), (3.20), (3.21) ainsi que l'équation de la chaleur (3.22) dans la particule, elles peuvent être transformées en équations algébriques :

- Equations de transport des espèces solides.

$$\rho_{m,p}^{n+1} = \frac{\rho_{m,p}^n}{1 + \Delta t \frac{A_{H_2O}}{\sqrt{T}} \exp\left(\frac{-E_{H_2O}}{T_p}\right)} \quad (3.30)$$

$$\rho_{w,p}^{n+1} = \frac{\rho_{w,p}^n}{1 + \Delta t A_{pyr} \exp\left(\frac{-E_{pyr}}{T_p}\right)} \quad (3.31)$$

$$\rho_{c,p}^{n+1} = \rho_{c,p}^n + \Delta t \rho_{w,p}^{n+1} \nu_{char} A_{pyr} \exp\left(\frac{-E_{pyr}}{T_p}\right) \quad (3.32)$$

- Equations de transport des espèces gazeuses.

$$\dot{m}''_{e,H_2O} = \frac{S_p V_{cell} + r_w^2 \dot{m}''_{w,H_2O}}{r_e^2} \quad (3.33)$$

$$\dot{m}''_{e,CO} = \frac{S_p V_{cell} + r_w^2 \dot{m}''_{w,CO}}{r_e^2} \quad (3.34)$$

$$\dot{m}''_{e,CO_2} = \frac{S_p V_{cell} + r_w^2 \dot{m}''_{w,CO_2}}{r_e^2} \quad (3.35)$$

avec :

$$V_{cell} = \int_{r_w}^{r_e} r^j dr \quad j = 0, 1, 2 \quad (3.36)$$

- Equation de conservation de l'énergie.

L'équation de conservation de l'énergie peut être écrite sous la forme générale suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u\phi) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + S_\phi \quad (3.37)$$

Cette équation devient, pour une particule qui subit une dégradation thermique en coordonnées généralisées :

$$(\rho_i C_{p_i})_s \frac{\partial T}{\partial t} + (\dot{m}''_i C_{p_i})_g \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{r^j} \frac{\partial}{\partial r} (r^j \lambda \frac{\partial T}{\partial r}) + S_T \quad (3.38)$$

L'intégration de cette équation sur un volume de contrôle donne :

$$\begin{aligned} (\rho_i C_{p_i})_s \frac{\partial T}{\partial t} \left[\frac{r^{j+1}}{j+1} \right]_{r_w}^{r_e} + \left[\frac{r^{j+1}}{j+1} \right]_{r_w}^{r_e} \left[(\dot{m}''_i C_{p_i})_g \frac{\partial T}{\partial r} \right]_w &= r_e^j \lambda_e \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_e \\ - r_w^j \lambda_w \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_w + S_\phi \left[\frac{r^{j+1}}{j+1} \right]_{r_w}^{r_e} & \end{aligned} \quad (3.39)$$

Le terme $(\dot{m}''_i C_{p_i})_g \frac{\partial T}{\partial r}$ est supposé constant dans chaque volume de contrôle. Il est plus stable sur la façade ouest (méthode implicite des volumes finis). IL est ainsi calculé à cette façade.

En posant :

$$\Delta v = \frac{r_e^{j+1} - r_w^{j+1}}{j + 1} \quad (3.40)$$

L'utilisation d'un schéma implicite pour la résolution de l'équation de l'énergie conduit à l'équation algébrique :

$$\begin{aligned} (\rho_i C_{p_i})_s \frac{T_P^{n+1} - T_P^n}{\Delta t} \Delta v + [(\dot{m}_i'' C_{p_i})_g]_w \left[\frac{T_P^{n+1} - T_W^{n+1}}{\Delta r_w} \right] \Delta v = r_e^j \lambda_e \left[\frac{T_E^{n+1} - T_P^{n+1}}{\Delta r_e} \right] \\ - r_w^j \lambda_w \left[\frac{T_P^{n+1} - T_W^{n+1}}{\Delta r_w} \right] + S_\phi \Delta v \end{aligned} \quad (3.41)$$

Après regroupement des termes, l'équation algébrique de conservation de la chaleur s'écrit :

$$a_P T_P^{n+1} = a_E T_E^{n+1} + a_W T_W^{n+1} + b \quad (3.42)$$

Avec :

$$a_P = (\rho_i C_{p_i})_s \frac{\Delta v}{\Delta t} + [(\dot{m}_i'' C_{p_i})_g]_w \frac{\Delta v}{\Delta r_w} + \lambda_e \frac{r_e^j}{\Delta r_e} + \lambda_w \frac{r_w^j}{\Delta r_w} \quad (3.43)$$

$$a_E = \lambda_e \frac{r_e^j}{\Delta r_e} \quad (3.44)$$

$$a_W = [(\dot{m}_i'' C_{p_i})_g]_w \frac{\Delta v}{\Delta r_w} + \lambda_w \frac{r_w^j}{\Delta r_w} \quad (3.45)$$

$$b = (\rho_i C_{p_i})_s T_P^n \frac{\Delta v}{\Delta t} + S_\phi \Delta v \quad (3.46)$$

3.4.1 Conductivité thermique aux interfaces

Dans l'équation (3.41), les conductivités λ_e et λ_w représentent les valeurs de la conductivité thermique aux interfaces du volume de contrôle. Dans notre cas, la conductivité thermique est seulement connue aux noeuds W,

P et E du volume de contrôle. Le principe de la méthode des volumes finis repose sur le calcul des flux aux interfaces, ce qui implique une bonne détermination de la conductivité sur ces façades lorsque celle ci varie. Si on considère que dans chaque volume de contrôle, la conductivité est uniforme et égale à celle calculée en son point central, on peut déterminer λ_e par la méthode des conductances [83] :

$$\lambda_e = \frac{\lambda_P \lambda_E}{\lambda_E (1 - \alpha) + \alpha \lambda_P} \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{r_E - r_e}{\Delta r_e} \quad (3.47)$$

Une expression similaire peut être construite pour la conductivité thermique λ_w .

3.4.2 Convergence

Le système algébrique est résolu par la méthode de résolution TDMA (tri-diagonale matrice algorithm). Cette dernière est itérative. Elle nécessite de définir un critère de convergence permettant d'établir le moment où la solution calculée est acceptable. On peut donc définir une valeur résiduelle pour chaque volume de contrôle et à chaque itération :

$$R_\phi = a_e \phi_e + a_w \phi_w + b - a_p \phi_p \quad (3.48)$$

on vérifie ensuite :

$$\sum_{\phi} |R_\phi| \leq \varepsilon_\phi \quad (3.49)$$

où ε_ϕ , est choisi en fonction de la précision recherchée. Il existe une autre méthode qui consiste à vérifier que la norme euclidienne des résidus $|r_\varphi^k|$ à une itération k, est inférieure à un pourcentage de celle du résidu avant la première itération $|r_\varphi^0|$ [84].

$$|r_\varphi^k| = \sum_{\phi} [(a_e \phi_e + a_w \phi_w + b - a_p \phi_p)^2]^{\frac{1}{2}} \quad (3.50)$$

On doit vérifier que :

$$|r_\varphi^k| \leq \gamma_\phi |r_\varphi^0| \quad (3.51)$$

où γ_ϕ est fixé.

Il existe aussi une approche basée sur l'observation de l'évolution de la solution aux points du maillage. On doit alors vérifier que :

$$\frac{|\phi_p^{k+1} - \phi_p^k|}{|\max(\phi_p^{k+1}, \phi_p^k)|} \leq \varepsilon \quad (3.52)$$

C'est cette dernière solution que nous avons adoptée avec $\varepsilon = 10^{-4}$.

3.4.3 Linéarisation du terme source aux limites

Aux limites du domaine, on a deux conditions :

1. La condition de symétrie pour $r = 0$

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0 \quad \implies T_P = T_E \quad (3.53)$$

Ce qui revient à supposer que : $a_P = a_E = 1$ et $a_W = b = 0$

2. La condition à la surface externe de la particule ($r=L$)

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=L} = \varepsilon [\dot{Q}_{ext} - \sigma(T^4 - T_{amb}^4)] + h_{conv}(T_{amb} - T) + \alpha_{char} R_{char} L_{char} \quad (3.54)$$

Le terme $(T^4 - T_{amb}^4)$ est linéarisé selon le développement de Taylor suivant :

$$f(T^{n+1}) = f(T^n) + \frac{\partial f}{\partial T} \Big|_n (T^{n+1} - T^n) \quad (3.55)$$

Il devient alors :

$$(T^4)^{n+1} = (T^4)^n + 4(T^3)^n (T^{n+1} - T^n) = 4(T^3)^n T^{n+1} - 3(T^4)^n \quad (3.56)$$

3.4.4 Procédure de Calcul

L'équation aux dérivés partielles (3.38) est ramenée à un système d'équations algébriques linéaires pouvant se mettre sous la forme matricielle suivante :

$$a_P T_P^{n+1} = a_E T_E^{n+1} + a_W T_W^{n+1} + b \quad (3.57)$$

Nous avons choisi la méthode TDMA (Tri Diagonal Matrix Algorithm) pour résoudre de manière itérative ce système linéaire. Cette méthode ne nécessite pas d'inversion de matrices, ce qui permet de limiter l'espace mémoire et d'obtenir une convergence plus rapide. La linéarisation du terme source limite les oscillations sur la solution et contribue à accélérer la convergence.

3.4.4.1 Séquences de calcul

- Lecture des données initiales
- Initialisations des variables
- Calcul des propriétés thermophysiques
- Début de la boucle en rayon
- Calcul des conditions initiales
- Création et calcul du maillage
- Début de la boucle en temps
- Calcul des propriétés physiques
- Résolution des équations de conservation de la masse d'humidité, de bois et du résidu carbonneux
- Résolution des équations de continuité pour la vapeur d'eau, le CO_2 et le CO
- Résolution de l'équation de l'énergie
 1. Détermination des a_P, a_E, a_W , et b dans le domaine
 2. Calcul des a_P, a_E, a_W et b aux limites
 3. Récupération de T

4. Interpolation

- Fin de la boucle en temps
- Impression des résultats
- Fin de la boucle en rayon

3.5 Discussions des Résultats de la dégradation thermique des matériaux

3.5.1 Résultats numériques et commentaires

3.5.1.1 Validation du modèle thermiquement épais

Dans le but de valider le modèle de pyrolyse présenté, les expériences de Galgano et al. [8] ont été simulées numériquement. Elles mettent en jeu des cylindres de bois de rayon 0.02m exposés à un flux de chaleur externe de $49kW/m^2$. Plusieurs teneurs initiales en eau, ont été considérées. Les propriétés du combustible et les constantes thermocinétiques utilisées pour les prédictions sont groupées dans le tableau 3.1 ci dessous.

La plus grande incertitude réside dans les coefficients utilisés dans le modèle de pyrolyse. Dans la littérature, les valeurs disponibles de ces coefficients présentent des différences non négligeables. Les valeurs du facteur pré-exponentiel et de l'énergie d'activation que nous avons utilisées sont proches de ceux de Di Blasi [86] pour la cellulose .

La figure 3.1 représente la variation en fonction du temps de la masse de la particule adimensionnée par la masse initiale. Dans la mesure où les expériences ont été effectuées dans un milieu non oxydant, seuls les processus de séchage et de pyrolyse interviennent dans la dégradation. Les résultats obtenus sont en bon accord avec les résultats expérimentaux pour toutes les teneurs initiales en eau considérées.

TAB. 3.1 – Les propriétés du bois et les constantes thermocinétiques.

Propriété	Valeur	Référence.
ρ_w	650 $kg.m^{-3}$	[8]
ρ_{char}	147 $kg.m^{-3}$	[8]
ΔH_{pyr}	430 $kJ.kg^{-1}$	[8]
C_{pm}	4.2 $kJ.kg^{-1}.K^{-1}$	[8]
C_{pw}	1.5 $kJ.kg^{-1}.K^{-1}$	[8]
C_{pc}	2.1 $kJ.kg^{-1}.K^{-1}$	[8]
λ_w	0.3 $W.m^{-1}.K^{-1}$	[8]
λ_c	0.25 $W.m^{-1}.K^{-1}$	adaptation
ϵ_w	0.9	[85]
A_{H_2O}	$6 \times 10^5 s^{-1}.K^{1/2}$	[71]
A_{pyr}	$3.5 \times 10^{10} s^{-1}$	adaptation
E_{H_2O}	48.22 $kJ.mol^{-1}$	[71]
E_{pyr}	137 $kJ.mol^{-1}$	adaptation

3.5.1.2 Régime thermique de la pyrolyse des particules de feu de végétation

Le modèle est appliqué à des matériaux cellulosiques caractéristiques de la biomasse méditerranéenne pour vérifier la validité de l'hypothèse thermiquement mince, souvent utilisée lors du développement de modèles de propagation de feu de végétation.

Pendant la propagation d'un feu, les produits de pyrolyse se mélangent et réagissent avec l'oxygène disponible pour générer une flamme. L'oxygène est donc fortement consommé par la combustion en phase gazeuse, ainsi une faible quantité seulement d'oxygène diffuse vers la surface du solide, par conséquent elle limite l'oxydation du résidu carbonneux. Cela signifie que les processus de pyrolyse et d'oxydation du résidu carbonneux se produisent successivement. De ce fait, le processus d'oxydation du résidu carbonneux peut être négligé, puisque il n'influe pas sur le processus de

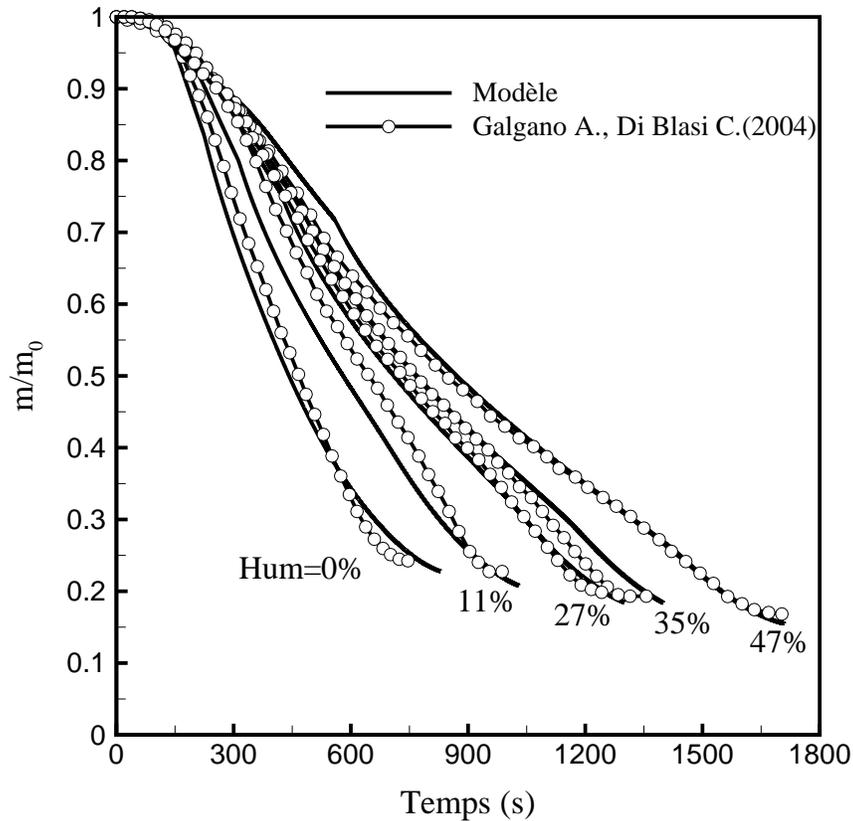


FIG. 3.1 – Evolution en fonction du temps de la masse de la particule adimensionnée par la masse initiale

pyrolyse.

Des flux, compris entre 10 et $150\text{kW}/\text{m}^2$, caractérisant les sollicitations thermiques auxquelles sont soumises les particules durant la propagation d'un feu de végétation sont considérés. Les particules de longueur caractéristique variant entre 0.05 et 10 mm sont étudiées. Des tests ont été effectués avec des teneurs initiales en eau de 0 à 100% . Les particules de géométrie sphérique, cylindrique et plane sont considérées. Le bois type "Douglas Pine" est utilisé comme combustible. Les valeurs des propriétés thermiques et les constantes thermocinétiques sont reportées dans le tableau 3.2. Les constantes thermocinétiques ont été obtenues par analyse thermogravimétrique (TGA) par Giroud et al. [87].

La transition entre la pyrolyse en régime thermiquement fin et la pyrolyse en régime thermiquement épais peut être déterminée par le nombre adimensionnel de Biot, exprimé à partir des propriétés du bois sec par le rapport entre le flux externe auquel est soumise la particule et le flux interne par conduction thermique dans la particule. Il est défini par la relation suivante :

$$Bi = \frac{\varepsilon \dot{Q}_{ext} L}{\lambda \Delta T} \quad (3.58)$$

TAB. 3.2 – Propriétés du combustible et des constantes thermocinétiques.

Propriété	Valeur
ρ_w	710 kg.m^{-3}
ρ_{char}	180 kg.m^{-3}
ΔH_{pyr}	418 J.kg^{-1}
L_v	$2.25 \times 10^3 \text{ kJ.kg}^{-1}$
L_{char}	$-1.2 \times 10^4 \text{ kJ.kg}^{-1}$
C_{pm}	$4.18 \text{ kJ.kg}^{-1}.K^{-1}$
C_{pw}	$1.46 \text{ kJ.kg}^{-1}.K^{-1}$
C_{pc}	$1.1 \text{ kJ.kg}^{-1}.K^{-1}$
λ_w	$0.24 \text{ W.m}^{-1}.K^{-1}$
λ_c	$0.1 \text{ W.m}^{-1}.K^{-1}$
ε_w	0.9
A_{H_2O}	$6 \times 10^5 \text{ s}^{-1}.K^{1/2}$
A_{pyr}	$3.64 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$
E_{H_2O}	$48.22 \text{ kJ.mol}^{-1}$
E_{pyr}	$60.27 \text{ kJ.mol}^{-1}$

où ε est l'émissivité du bois, \dot{Q}_{ext} est le flux de chaleur auquel la particule est soumise, L est la dimension caractéristique de la particule. Cette dernière est définie comme étant égale à la demi épaisseur de la particule

en géométrie plane et au rayon de la particule en géométries cylindrique et sphérique. λ est la conductivité thermique du bois et l'écart de température ΔT est la différence entre une température caractéristique de la pyrolyse prise égale à 500K et la température ambiante.

Durant le processus de dégradation thermique, l'émissivité et la conductivité thermique peuvent varier d'une manière très significative, ce qui conduit à une définition peu claire du nombre de Biot. Bryden et al. [7] proposent que le nombre de Biot délimitant le régime thermiquement fin soit obtenu après que la particule ait séchée, par conséquent la taille limite de la particule pour la pyrolyse thermiquement fine est indépendante de la teneur initiale en eau. Cette affirmation n'est strictement valide que dans le cas où le séchage et la pyrolyse se produisent successivement dans le cas du régime thermiquement mince. Pour les espèces de bois typiques de l'écosystème Méditerranéen, le début de la pyrolyse se produit à une faible température, ce qui explique sa faible énergie d'activation.

La figure 3.2, montre l'évolution des débits massiques par unité de surface des produits de la pyrolyse et de la vapeur en fonction du temps pour une particule sphérique de rayon égale à 0.25 *mm* et une teneur initiale en eau de 30% soumise à un flux de chaleur radiatif de 40kW/m². La pyrolyse est supposée se produire en régime thermiquement mince, tant que la différence maximale de température à travers la particule durant le processus de dégradation est inférieure à 20K. Suivant ce critère, les résultats de cette étude sont en bon accord avec les conclusions de Bryden et al.[7]. Les résultats montrent que malgré que le fait que la particule est thermiquement mince, les processus de séchage et de pyrolyse se superposent, ce qui est aussi en accord avec les travaux de Saastamoinen et al. [5]. Ces derniers deviennent successifs quand l'énergie d'activation de pyrolyse est augmentée (fig. 3.2). Cette superposition explique la difficulté d'initier l'inflammation pour les végétaux fins et humides, car les vapeurs d'eau diluent les produits de pyrolyse. Par conséquent, la teneur initiale en eau peut affecter la transition entre la pyrolyse en régime thermiquement

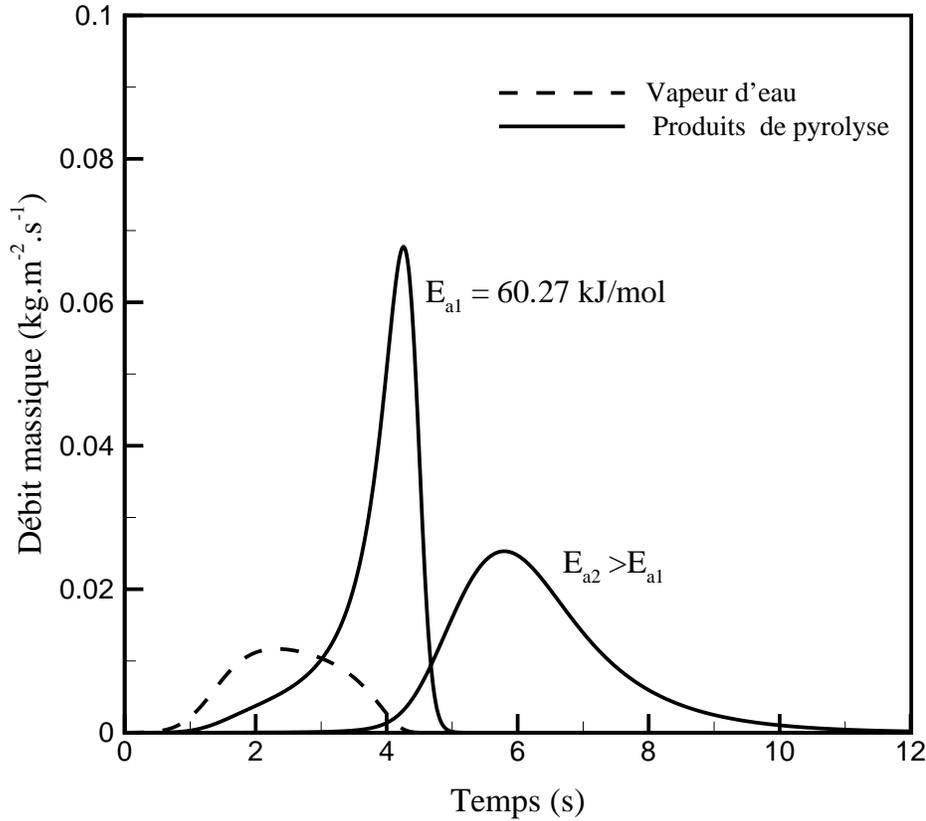


FIG. 3.2 – Evolution du flux massique en fonction du temps en régime thermiquement fin avec deux énergies d'activation de pyrolyse différentes

fin et la pyrolyse en régime thermiquement épais.

Le critère utilisé pour définir la transition entre un régime thermiquement fin et un régime thermiquement épais est basé sur les temps de pyrolyse. Dans les feux de végétation, le temps de résidence de la combustion est directement lié au temps pyrolyse. Par conséquent, l'écart relatif, γ , entre le temps de pyrolyse déterminé, d'une part à partir d'un modèle épais et d'autre part, par un modèle thermiquement mince est considérée pour délimiter les deux régimes. Il est défini par la relation :

$$\gamma = \frac{t_{p,thick} - t_{p,thin}}{t_{p,thick}} \times 100 \quad (3.59)$$

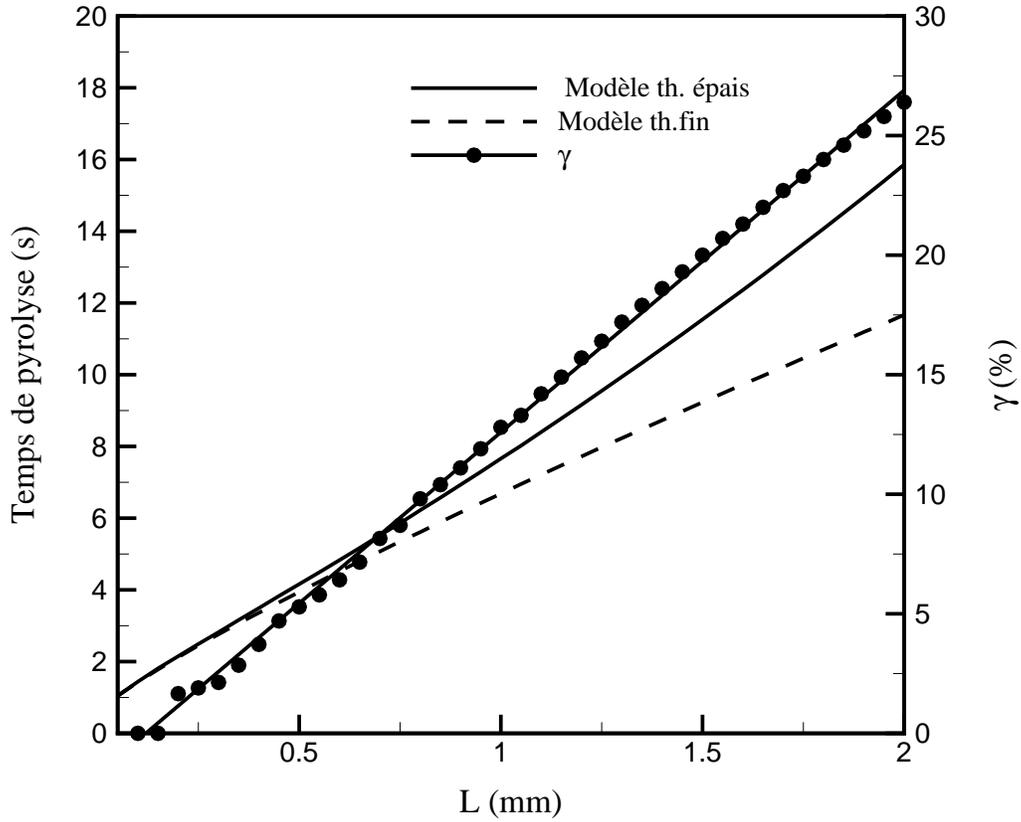


FIG. 3.3 – Evolution du temps de conversion et de γ en fonction du rayon de la particule.

La figure 3.3 montre l'évolution des temps de conversion, obtenue à partir du modèle thermiquement fin et du modèle thermiquement épais et de l'écart relatif, γ , en fonction du rayon pour les particules cylindriques sèches, exposées à un flux radiatif de $40kW/m^2$. Pour les particules fines, les deux modèles fournissent la même solution. L'augmentation du rayon de la particule provoque à un temps donné, un désaccord relatif entre les résultats des deux modèles, par conséquent, l'hypothèse de pyrolyse thermiquement mince n'est pas valide. Le régime de transition peut alors être défini à partir d'un écart relatif, γ , égal à environ 2%. Une légère variation de cet écart ne modifie pas significativement la taille de transition limite de la particule. Le seuil de 2% correspond à une différence maximale de température à travers la particule, durant la pyrolyse, inférieure à $20K$

3.5.1.3 Effet de l'humidité sur le régime de transition

Dans le but d'étudier l'effet de la teneur initiale en humidité sur le régime de transition, l'évolution des temps de pyrolyse des particules de géométrie cylindrique, obtenu d'une part à partir du modèle thermiquement fin et d'autre part par le modèle thermiquement épais en fonction de la longueur caractéristique de la particule, pour les teneurs en eau initiales de 0%, 30% et 50% est présentée dans la figure 3.4. Un flux radiatif de $40kW/m^2$ est retenu pour ces simulations.

On a montré précédemment que les profils de l'évolution des débits massiques de la vapeur d'eau et des produits de pyrolyse se superposent même dans le régime thermiquement fin, ceci est due à la faible énergie d'activation de la pyrolyse (fig. 3.2).

Les temps de pyrolyse augmentent avec la teneur initiale en humidité quel que soit le régime thermique. Pour les énergies d'activation de pyrolyse élevées, les processus de séchage et de pyrolyse deviennent successifs dans le régime thermiquement fin et la teneur en humidité ne devrait pas affecter le temps de pyrolyse [8]. Bien que le temps de pyrolyse augmente avec la teneur initiale en humidité dans le régime thermiquement fin, on montre dans la figure 3.4 que celle-ci n'a pas d'effet significatif sur le rayon de transition de la particule. Ce rayon critique est égal à 0.265 mm , 0.27 mm et 0.26 mm pour les teneurs en humidité de 0%, 30% et 50% respectivement. Ces conclusions sont indépendantes de la géométrie de la particule et du flux externe appliqué.

La figure 3.5 montre l'évolution des temps de séchage et de pyrolyse en fonction de la teneur initiale en humidité pour une particule cylindrique thermiquement fine ($R = 0.2\text{ mm}$) et une particule cylindrique thermiquement épaisse ($R = 3\text{ mm}$). Un flux de chaleur externe de $40kW/m^2$ est imposé. Comme indiqué précédemment, les processus de séchage et de pyrolyse se produisent simultanément dans les deux régimes. Le temps de pyrolyse augmente avec la teneur initiale en humidité du fait qu'une partie

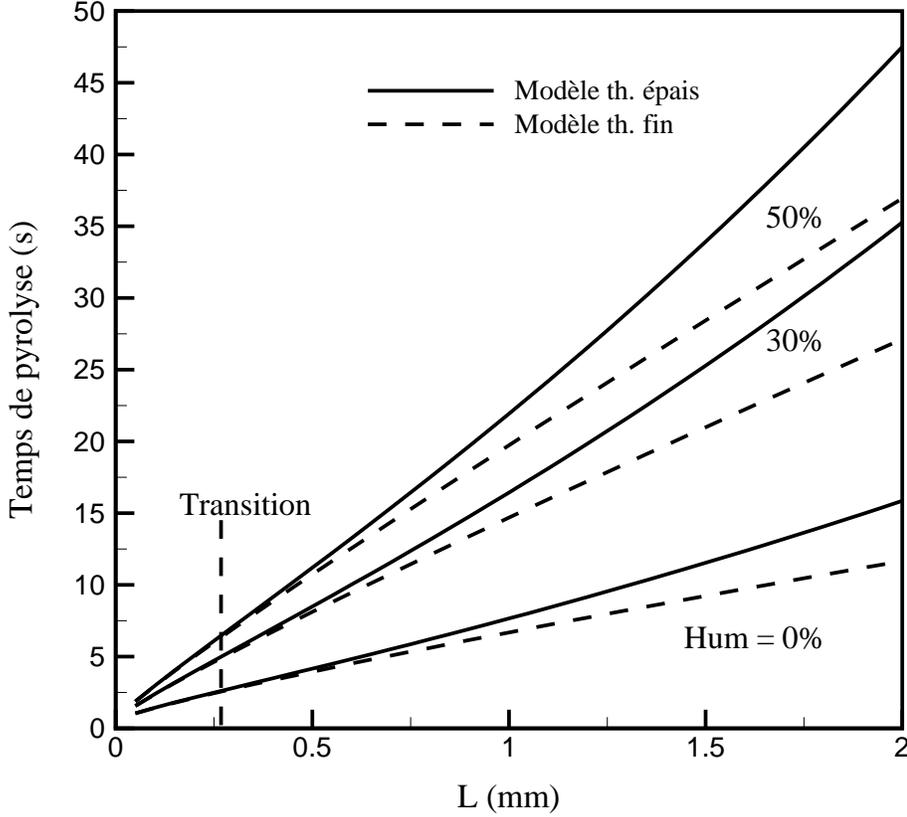


FIG. 3.4 – Evolution des temps de pyrolyse en fonction du rayon de la particule pour des teneurs initiales en humidité différentes. Le rayon de transition est indiqué.

du flux de chaleur est nécessaire pour vaporiser l'eau. Dans le régime thermiquement épais, les temps d'évaporation et de pyrolyse font apparaître une croissance linéaire avec la teneur initiale en humidité, ceci est en bon accord avec les analyses expérimentales et théoriques citées précédemment [8, 5]. En régime thermiquement fin, la même tendance est observée mais avec une pente assez faible. Les résultats montrent que la taille de la particule, qui délimite les régimes de pyrolyse thermiquement fin et thermiquement épais, est indépendante de la teneur initiale en humidité, donc le nombre de Biot peut être défini comme :

$$Bi = \frac{\varepsilon_w \dot{Q}_{ext} L}{\lambda_w \Delta T} \quad (3.60)$$

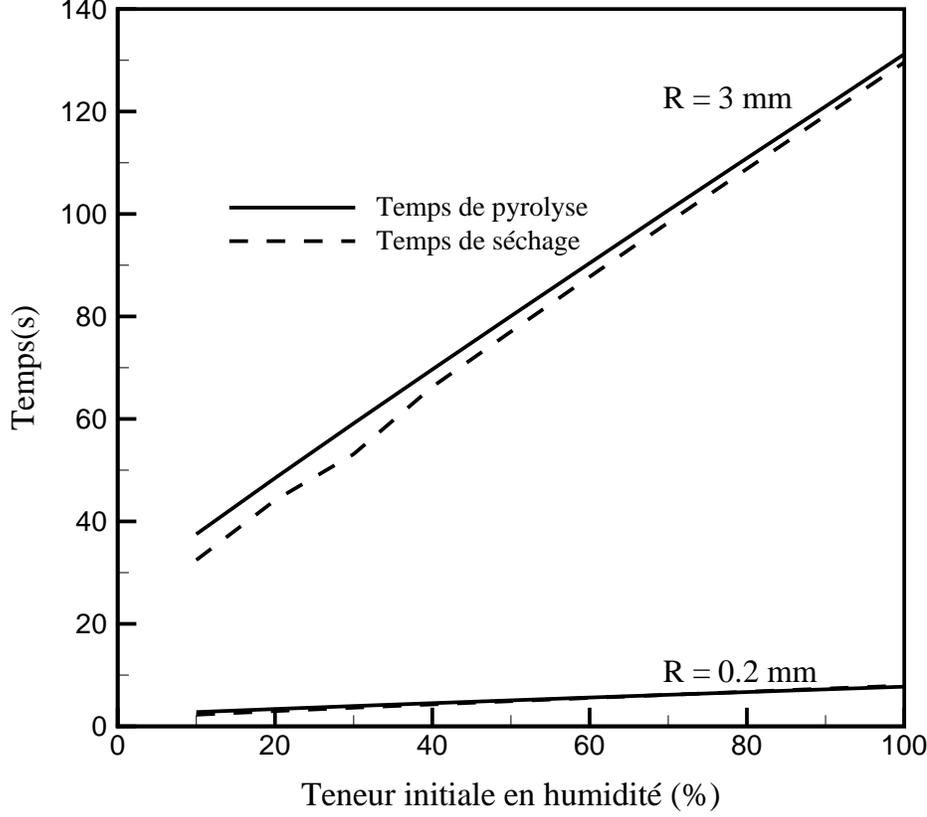


FIG. 3.5 – Temps de séchage et de pyrolyse en fonction de la teneur initiale en humidité pour une particule cylindrique thermiquement fine ($R = 0.2 \text{ mm}$) et une particule cylindrique thermiquement épaisse ($R = 3 \text{ mm}$).

3.5.1.4 Effet de la géométrie de la particule sur le régime de transition

L'effet de la géométrie de la particule sur le régime de transition peut être déduit de l'analyse suivante. L'intégration des équations (3.20)-(3.22) sur le volume d'une particule sèche durant la pyrolyse en régime thermiquement fin conduit à :

$$\dot{m}_i'' S_p = (1 - \nu_{char}) \alpha_i R_{pyr} V_p \quad (3.61)$$

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} V_p = \{ \varepsilon [\dot{Q}_{ext} - \sigma (T^4 - T_{amb}^4)] + h_{conv} (T_{amb} - T) \} S_p - R_{pyr} \Delta H_{pyr} V_p \quad (3.62)$$

Avec $i = CO$ ou CO_2

L'analyse paramétrique montre que le terme $R_{pyr}\Delta H_{pyr}V_p$ dans l'équation (3.62) peut être négligé à cause de l'énergie de pyrolyse faible. L'effet de la géométrie est seulement lié au rapport de la surface sur le volume de la particule, σ_p . La transition se produit à une valeur critique de σ_p quelle que soit la géométrie de la particule, cependant les dimensions caractéristiques des particules correspondantes peuvent s'exprimer par la relation :

$$L_{\sigma,plat} = \frac{L_{\sigma,cyl}}{2} = \frac{L_{\sigma,sph}}{3} \quad (3.63)$$

Ce comportement apparaît clairement quand on compare les profils de l'évolution du temps de pyrolyse en fonction de la longueur caractéristique des particules obtenus pour les flux de chaleur de $40kW/m^2$ et $80kW/m^2$. Pour le flux incident de $40kW/m^2$, (fig. 3.6a), la transition se produit à la longueur caractéristique de 0.13 mm pour une particule plane, 0.26 mm pour une particule cylindrique et 0.4 mm pour une particule sphérique. Quand le flux de chaleur est augmenté à $80kW/m^2$, (fig. 3.6b), L_{cr} devient 0.065 mm , 0.13 mm et 0.20 mm respectivement. Ces résultats vérifient bien l'équation (3.63). Utilisant la température caractéristique de pyrolyse de $500K$ [75], le nombre de Biot, Eq.(3.60) est égal à 0.1, 0.2 et 0.3 pour une particule plane, cylindrique et sphérique respectivement. On peut donc définir un nombre de Biot indépendamment de la géométrie de la particule comme :

$$Bi = \frac{\varepsilon_w \dot{Q}_{ext}}{\sigma_p \lambda_w \Delta T} \quad (3.64)$$

Utilisant cette définition du nombre de Biot, la transition entre la pyrolyse en régime thermiquement fin et thermiquement épais est obtenue à la valeur de 0.1 quelle que soit la géométrie de la particule.

3.5.1.5 Effet du flux de chaleur incident sur le régime de transition

La figure 3.7 montre l'évolution du rayon de transition en fonction du flux de chaleur externe pour une particule sphérique.

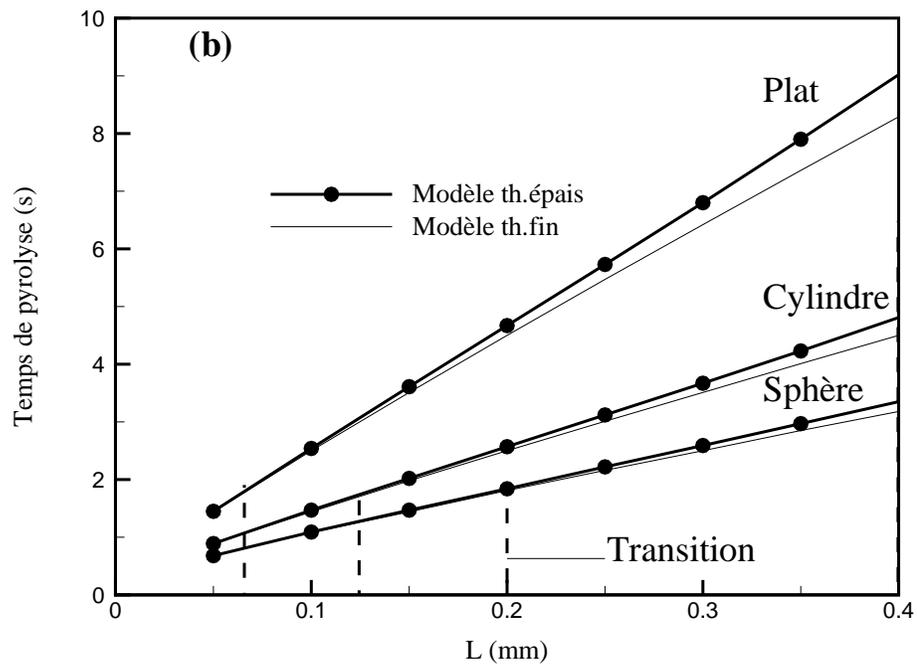
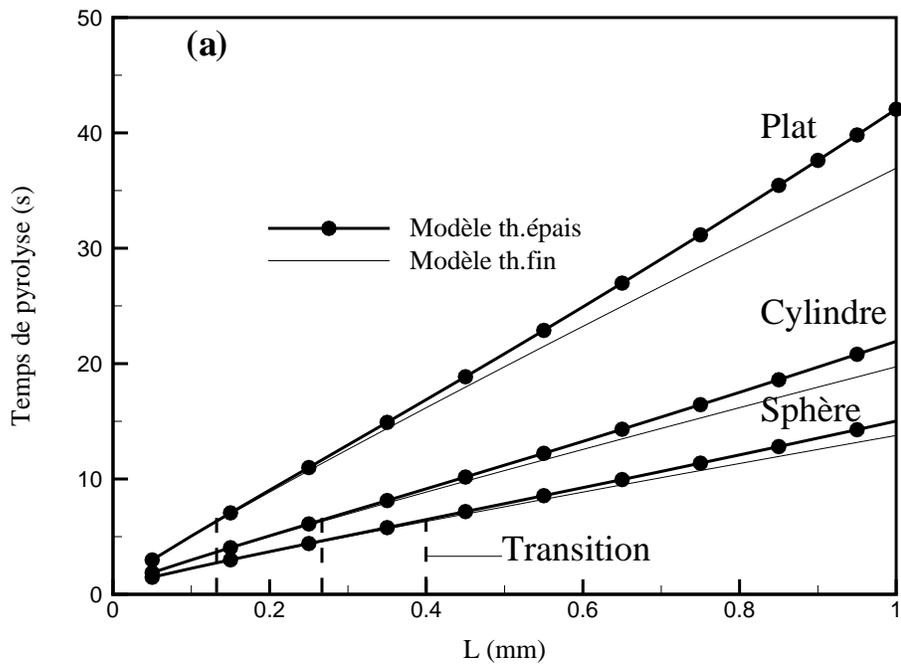


FIG. 3.6 – Evolution du temps de pyrolyse en fonction du rayon de la particule. Flux de chaleur incident égal à 40kW/m^2 et 80kW/m^2 .

On a montré précédemment que la longueur caractéristique de transition pour les particules cylindriques et planes pouvaient être déduites à partir de l'équation (3.63). Le comportement cité ci-dessus pour les particules sphériques reste valable pour les particules cylindriques et planes. On montre que le rayon de transition décroît avec l'augmentation du flux de chaleur radiatif. La courbe de la figure 3.7 permet la distinction entre les régimes de pyrolyse thermiquement fin et thermiquement épais. On distingue deux zones compétitives séparées par une courbe de transition. Les particules de rayon égal à 0.5 mm sont thermiquement fines pour un flux de chaleur inférieur à 30 kW/m^2 . Elles deviennent thermiquement épaisses au delà. Les particules dans les feux de végétation sont souvent exposées

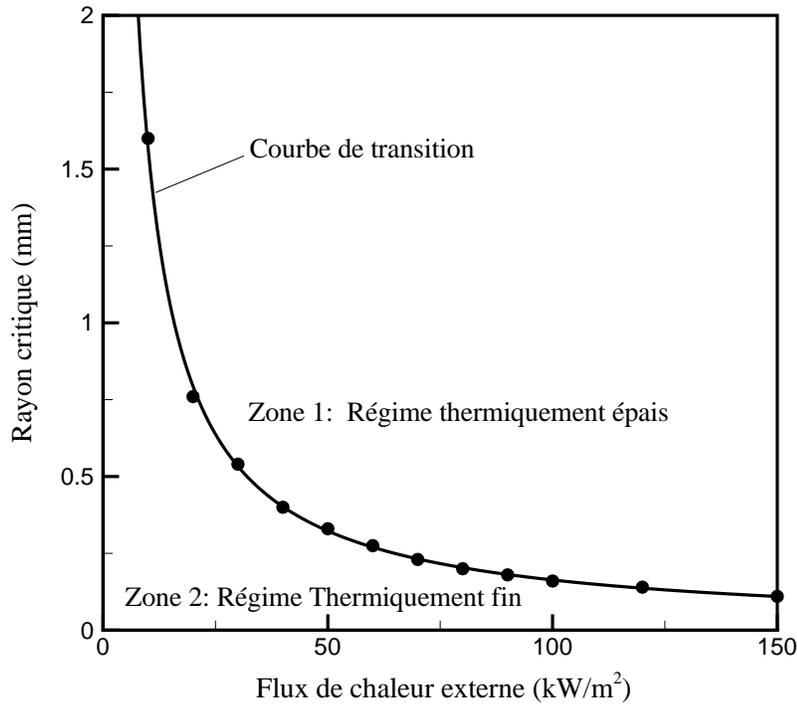


FIG. 3.7 – Evolution du rayon de transition en fonction du flux de chaleur externe. Les particules de géométrie sphérique sont utilisées dans cette expérience.

à de forts flux de chaleur radiatifs, cependant la plage de validité de l'hypothèse de pyrolyse thermiquement fine est très limitée. On doit souligner que même les particules fines telles que les aiguilles de pin doivent être

traitées comme des particules thermiquement épaisses dans le cas des feux typiques du paysage Méditerranéen.

3.5.1.6 Mécanismes contrôlant le processus de pyrolyse

Dans les feux de végétation, la dégradation thermique du combustible se produit généralement en régime thermiquement épais, cependant il est important de connaître lequel des deux mécanismes, la diffusion thermique ou la cinétique chimique, contrôle le processus de la pyrolyse. Les temps caractéristiques de la diffusion thermique et de la chimie sont données par :

$$\tau_d = \frac{L^2}{\alpha_{th,d}} \quad (3.65)$$

$$\tau_c = \frac{1}{A_{pyr} \exp\left(\frac{-E_{pyr}}{T}\right)} \quad (3.66)$$

Avec $\alpha_{th,d} = \frac{\lambda_w}{\rho_w C_{pw}}$

On peut distinguer deux régimes limites de pyrolyse : un régime dont le processus chimique est dominant et qui se traduit par $\tau_d \ll \tau_c$ et un régime où la pyrolyse est gouvernée par la diffusion thermique quand $\tau_d \gg \tau_c$. Pour ce dernier, le processus chimique est très rapide et le front de pyrolyse peut être représenté comme un front infiniment petit. Cette hypothèse est généralement utilisée dans les modèles dit "shrinking unreacted-core models".

Dans les figures 3.8, 3.9, 3.10 et 3.11, nous présentons les distributions de température et de densité pour une particule cylindrique à des temps fixés pour le flux de chaleur incident de $80kW/m^2$. Les particules de rayon 0.13 mm , 0.75 mm , 1 mm et 10 mm respectivement sont utilisées . La particule de rayon égal à 0.13 mm) correspond au rayon de transition. Les profils de température et de densité pour la particule de rayon égal à 0.13 mm sont droits excepté un léger gradient de température qui apparaît à l'intérieur de la particule proche de la surface externe.

Dans ce cas $\tau_c \approx 0$ et le processus de pyrolyse est dominé par la cinétique. La pénétration de l'onde thermique devient moins rapide quand la taille de la particule croît, par conséquent les profils de température font apparaître une variation plus marquée à travers la particule et la densité du bois décroît à partir du centre de la particule, (figures 3.9, 3.10). La pyrolyse s'effectue sur la majeure partie de la particule pour les particules de rayon 0.75 mm et 1 mm . Elle est cinétiquement contrôlée dans ces cas. Les profils de densité pour les particules épaisses montrent une variation plus marquée, ce qui laisse suggérer que le processus est contrôlé par la diffusion thermique, (fig. 3.11).

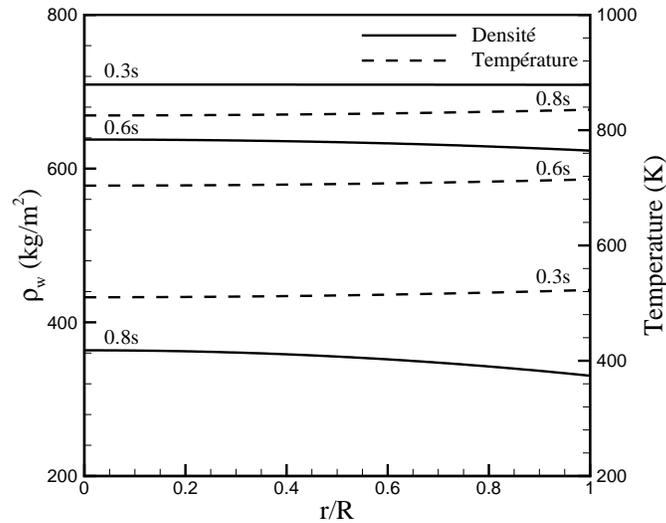


FIG. 3.8 – Evolution de la masse volumique et de la température de la particule en fonction du rayon : Cas d'une particule de rayon = 0.13 mm .

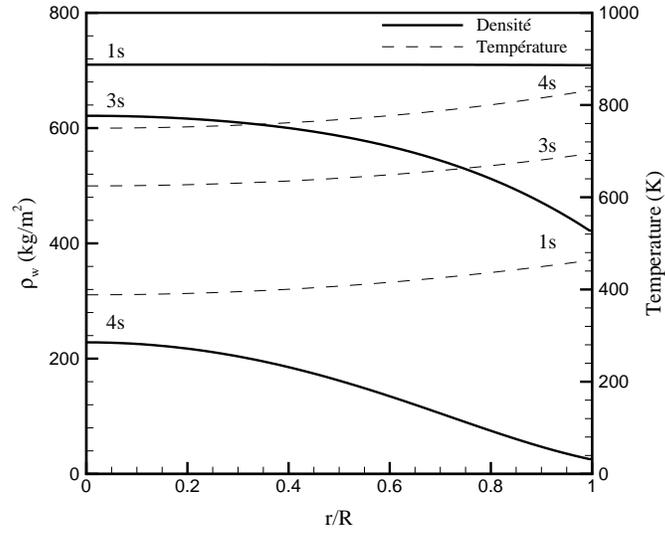


FIG. 3.9 – Evolution de la masse volumique et de la température de la particule en fonction du rayon : Cas d'une particule de rayon = 0.75 mm .

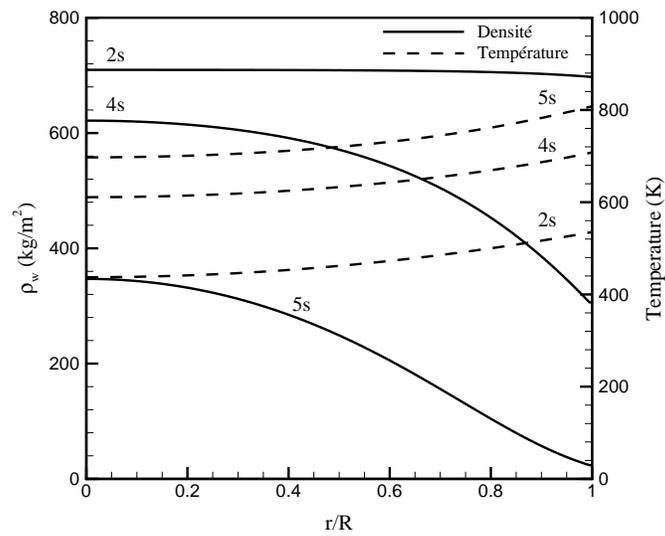


FIG. 3.10 – Evolution de la masse volumique et de la température de la particule en fonction du rayon : Cas d'une particule de rayon = 1 mm .

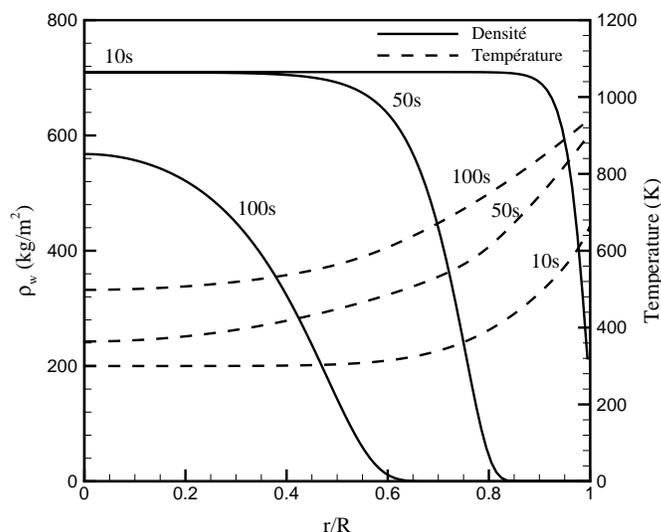


FIG. 3.11 – Evolution de la masse volumique et de la température de la particule en fonction du rayon : Cas d’une particule de rayon = 10 mm.

3.5.1.7 Application à la combustion de brandons

Dans cette section, le modèle est appliqué pour décrire la combustion des brandons. Les résultats expérimentaux de la ”Northern Forest Fire Laboratory”, rapportés par Muraszew et al. [88] ont été utilisés pour comparaison. Ces expériences considèrent la combustion dans un four, de particules cylindriques sèches de 12.7 cm de long, à une vitesse de 4.47m/s et 6.70m/s. Différentes tailles et masses initiales sont expérimentées. Le bois est pyrolysé par un flux de chaleur incident, originaire de la combustion homogène à sa surface externe de la particule. Durant le processus de pyrolyse, la température de la particule à la surface est maintenue constante et égale à 993K, selon Tse et al. [89]. Les coefficients de convection sont obtenus à partir des corrélations de Ranz-Marshall [90]. Les propriétés de l’air entourant les particules sont évaluées aux conditions moyennes et sont prises égales pour la pression à la pression ambiante et pour la température à la moyenne arithmétique de la température de la particule à la surface et la température ambiante. La fraction de la chaleur libérée par la réaction

d'oxydation du résidu carbonneux déposé sur les particules, α_{char} , est prise égale à 0.33 [71]. La figure 3.12 montre l'évolution du rapport $\frac{\rho_s D}{(\rho_s D)_0}$ en fonction de $\frac{\rho_a U t_f}{(\rho_s D)_0}$, où ρ_s est la masse volumique de la particule, D son diamètre, t_f le temps de test, U la vitesse du vent et ρ_a la masse volumique du gaz autour de la particule. L'indice 0 se rapporte aux valeurs initiales. Ces deux groupes adimensionnels sont pris de l'analyse d'Albini [91] qui

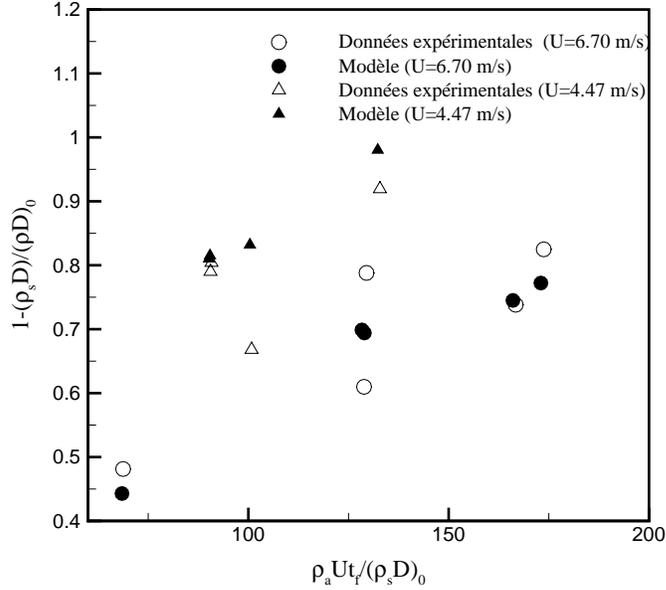


FIG. 3.12 – Régression du rapport $\frac{\rho_s D}{(\rho_s D)_0}$ d'un brandon de branche de pin de Ponderosa en fonction du rapport $\frac{\rho_a U t_f}{(\rho_s D)_0}$.

utilise les résultats de Muraszew et al. [88]. Le "*PonderosaPine*" est utilisé dans ces expériences. La figure 3.12 montre le bon accord entre les résultats du modèle et les données expérimentales de Muraszew. En effet, l'écart maximum entre les résultats du modèle et ceux de l'expérience est égal à environ 20% [92], alors que l'écart moyen est de l'ordre de 8%.

3.5.2 Conclusions

Un modèle simplifié de dégradation thermique des particules végétales en régime thermiquement épais est développé. Il inclut les processus de séchage, de pyrolyse et d'oxydation du résidu carbonneux. Les résultats obtenus sont en bon accord avec ceux de expérimentaux disponibles dans la littérature. Le modèle est appliqué pour vérifier la validité de l'hypothèse thermiquement fine, souvent utilisée lors du développement de modèle de comportement des feux de végétation. Les conclusions suivantes peuvent être tirées :

1. Pour un flux de chaleur radiatif donné, la teneur initiale en humidité n'affecte pas la taille limite de la particule permettant de considérer la pyrolyse en régime thermiquement fin. Ce résultat dépend de l'énergie d'activation de pyrolyse, car les processus de séchage et de pyrolyse peuvent se superposer même en régime thermiquement fin pour certaines énergies d'activation.
2. La géométrie a un effet significatif sur la taille limite pour la pyrolyse en régime thermiquement fin. Pour un flux donné, les résultats montrent que la transition entre les régimes thermiquement fin et thermiquement épais se produit pour la même valeur du rapport surface sur volume de la particule. Ce rapport appelé surface spécifique conduit à la détermination des longueurs caractéristiques correspondantes, qu'il s'agisse de particules planes, sphériques ou cylindriques.
3. Pour les deux dernières affirmations, un nombre de Biot peut être défini par la relation (3.67) et la transition se produit quand ce nombre est égal à 0.1 quelle que soit la géométrie de la particule.

$$Bi = \frac{\varepsilon_w \dot{Q}_{ext}}{\sigma_p \lambda_w \Delta T} \quad (3.67)$$

4. La plage de validité de l'hypothèse de pyrolyse thermiquement fine dans les modèles de comportement des feux de végétation est plus li-

mitée quand le transfert de chaleur de la flamme au lit du combustible umbrûlé est élevé. La longueur caractéristique pour laquelle la transition se produit est déterminée en fonction du flux de chaleur radiatif provenant de la flamme.

5. Les résultats suggèrent que la pyrolyse est cinétiquement contrôlée pour les particules fines qui sont responsables de la propagation du feu. Quand la taille de la particule augmente, le temps caractéristique de la diffusion thermique devient petit et la pyrolyse devient progressivement contrôlée par la diffusion thermique. Pour un temps de diffusion thermique faible, le front de pyrolyse peut être approché par un front infiniment fin séparant la couche de résidu carbonneux du bois vierge.
6. Les comparaisons avec les expériences sur le comportement des brandons montrent que le modèle développé peut être utilisé pour décrire le processus de combustion des brandons.

Chapitre 4

Modélisation du comportement d'un feu de végétation

Sommaire

4.1	Définition du milieu combustible	62
4.2	Mécanismes de propagation et de transfert de chaleur	63
4.3	Description mathématique des phénomènes de base	66
4.4	Formulation multiphasique	66
4.5	Equations de la phase gazeuse	67
4.6	Equations de la phase solide	70
4.7	Equation d'état et propriétés thermophysiques	72
4.8	Expression des flux de diffusion moléculaires et fermeture des flux de diffusion turbulents	72
4.9	Modèle de turbulence hydrodynamique	74
4.10	Modèle de combustion	77
4.11	Modèle de formation de suies	79
4.12	Modèle de rayonnement	83
4.13	Termes d'échange entre phases	90

4.1 Définition du milieu combustible

La végétation impliquée dans les feux de nature est considérée comme un milieu hétérogène complexe, telle qu'une broussaille constituée de différents types de branches et de feuilles. Ainsi, on est en présence de deux milieux qui sont le végétal et l'atmosphère. L'approche utilisée repose sur le fait que le milieu est composé d'une phase solide qui est la végétation et d'une phase gazeuse qui est le gaz l'entourant. Dans la figure 4.1 on représente un milieu diphasique multi-classes. Dans un volume de contrôle V , coexistent N phases solides ainsi que la phase gazeuse. Chaque phase solide est composée d'un ensemble de particules de même propriétés géométriques (forme, taille, et arrangement) et physico-chimiques leur assurant ainsi un même comportement face au feu. Ainsi, le volume V précédent contient une phase gazeuse de volume V_g et la somme des volumes V_k des phases solides, d'où :

$$V = V_g + \sum_{k=1}^N V_k \quad (4.1)$$

$$1 = \alpha_g + \sum_{k=1}^N \alpha_k \quad (4.2)$$

avec :

$$\alpha_g = \frac{V_g}{V} \quad \alpha_k = \frac{V_k}{V} \quad (4.3)$$

Les fractions volumiques obtenues, α_g (relative à la phase gazeuse) et α_k (relative à une famille k de la phase solide) sont souvent appelées respectivement «taux de vide» et «compacité». Les transferts de chaleur et de masse entre la phase gazeuse et chacune des phases solides sont essentiels dans la compréhension des mécanismes de propagation de feu. Ces transferts sont directement liés aux surfaces spécifiques A_k , qui sont définies de la façon suivante :

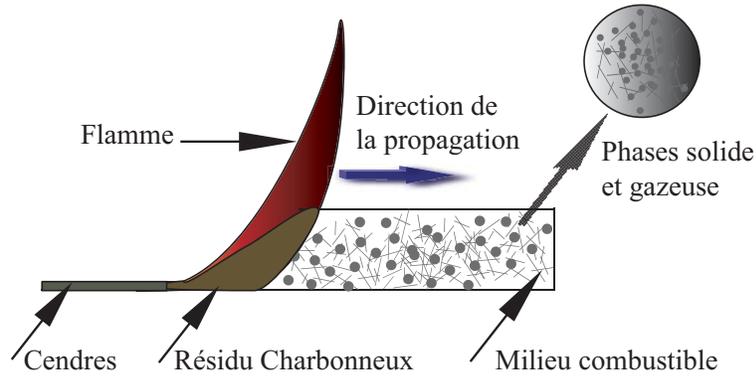


FIG. 4.1 – Schéma d'un lit combustible multiphasique

$$A_k = \frac{\tilde{n}_k s_{pk}}{V} = \frac{V_k \tilde{n}_k s_{pk}}{V V_k} = \frac{V_k s_{pk}}{V v_{pk}} = \alpha_k \sigma_k \quad k = 1, \dots, N \quad (4.4)$$

Pour une phase k , σ_k est le rapport de la surface sur le volume d'une particule solide, et \tilde{n}_k est la densité de particules (nombre de particules par unité de volume). s_{pk} et v_{pk} sont la surface et le volume d'une particule solide respectivement.

4.2 Mécanismes de propagation et de transfert de chaleur

Loin du feu, le combustible est à température ambiante, mais au fur et à mesure que le front de flamme avance, sa température augmente. Durant la propagation du feu, on distingue différentes zones qui sont la zone de combustible imbrûlé, la zone de la combustion des produits de pyrolyse et résidu charbonneux et la zone des cendres (fig. 4.1). En effet au niveau de la flamme, la combustion dégage une énergie dont une partie est absorbée par le combustible frais en amont. La température de celui ci croît jusqu'à la température d'ébullition de l'eau contenue dans le végétal provoquant son dessèchement. A la fin du processus de séchage, la température peut augmenter à nouveau et la matière végétale de la particule se décompose en libérant des gaz inflammables.

Afin de mieux comprendre les mécanismes qui se déroulent pendant la propagation, nous allons décrire l'évolution d'une particule solide k et son environnement gazeux. Initialement, la particule solide qui se trouve dans la zone non brûlée échange de l'énergie par convection et rayonnement avec la flamme et les particules voisines. Sa température augmente jusqu'à ce qu'elle commence à perdre son eau sous forme de vapeur. Ce processus appelé vaporisation est endothermique. Il limite l'évolution de la température de la particule solide par absorption de la chaleur. A la fin du processus de séchage et sous l'effet de la continuité de l'augmentation de la chaleur, la particule solide se décompose en libérant des gaz de pyrolyse dans la phase gazeuse. Au contact de l'oxygène de l'atmosphère, les produits de pyrolyse réactifs réagissent et libèrent de l'énergie. La dilatation des gaz causée par la température élevée et la variation de la densité mettent le gaz en mouvement et jouent ainsi un rôle important dans le transport de la matière.

A la fin du processus de pyrolyse, la particule est composée principalement de résidus carbonneux. Ce dernier réagit au contact de l'oxygène. Ce processus chimique est une combustion de surface et il est fortement exothermique. Elle conduit à une diminution de taille de la particule qui se retrouvera à l'état de cendres à la fin du processus.

Williams [93] a dressé une liste précise des différents transferts de chaleur présents durant la propagation d'un feu (fig. 4.2). Ces derniers provoquent un gain ou une perte au niveau du combustible. Le rayonnement de la flamme pénètre à l'intérieur du lit végétal sur une certaine épaisseur caractérisée par l'épaisseur optique et chauffe le combustible. Le rayonnement de l'interface de combustion se propage à l'intérieur du lit en s'atténuant progressivement. Enfin, le rayonnement propre du combustible entraîne une perte de chaleur quand il est orienté vers l'environnement extérieur.

En amont du front, le courant induit entraîne de l'air à une température inférieure à celle de la surface du lit végétal. Cette différence de température engendre un refroidissement par convection. A la base de la flamme, il

existe un deuxième transfert par convection dû au mouvement aléatoire de celle ci. Ces deux types de transfert par convection existent en surface et à l'intérieur du lit.

La conduction de la chaleur dans le lit conduit à un échauffement tandis qu'entre le combustible et le sol, elle peut entraîner une perte de chaleur si l'épaisseur du lit est insuffisante pour l'absorption totale de l'énergie reçue.

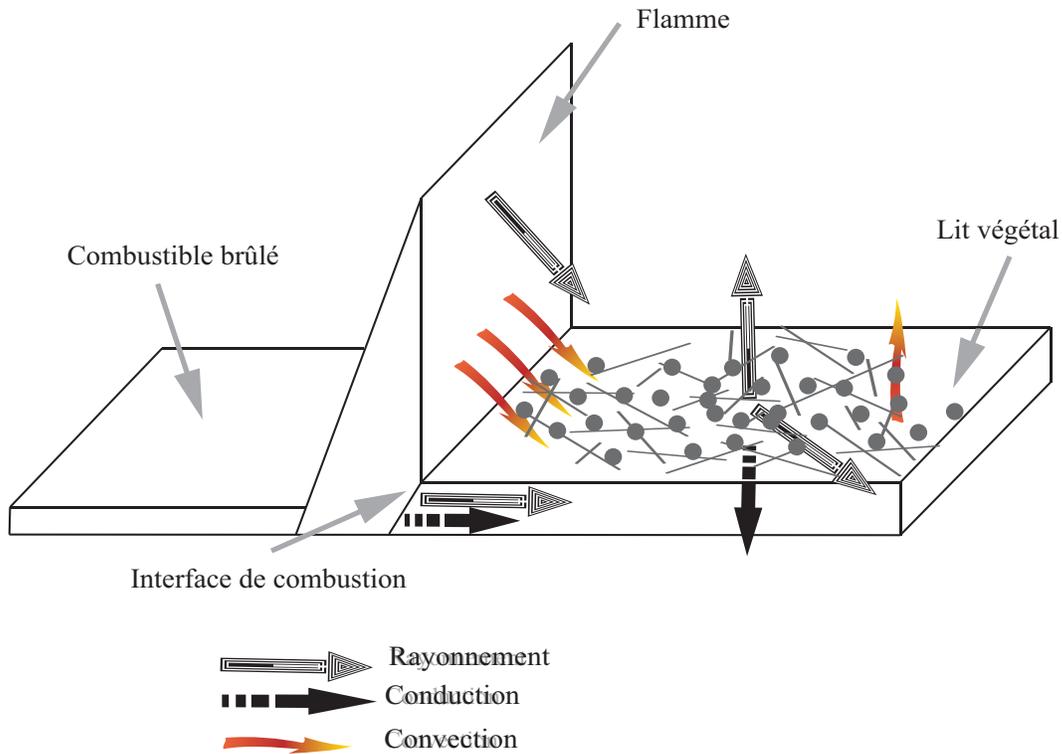


FIG. 4.2 – Différents transferts de chaleur présents durant le processus de propagation d'un feu

4.3 Description mathématique des phénomènes de base

Pour décrire correctement l'évolution d'une particule combustible qui subit les processus de séchage, de pyrolyse et d'oxydation ainsi que la combustion du gaz qui l'entoure, nous devons écrire le bilan complet de conservation d'énergie et prendre en compte le couplage des différents processus et des transferts de chaleur mis en jeu. Néanmoins, les simplifications adoptées dans une telle description telle que le choix des transferts de chaleur principaux, vont différencier les modèles. La conduction à l'intérieur de la particule solide est introduite car le corps est thermiquement épais. Les phénomènes de transport dans la phase gazeuse en mouvement et en particulier le transport de l'oxygène, élément déterminant dans l'oxydation de la phase gazeuse et de la phase solide à la surface sont décrits.

4.4 Formulation multiphasique

Dans le présent travail, nous présentons les étapes permettant l'établissement des équations multiphasiques de base. Pour la phase gazeuse et chacune des N phases solides, on dispose d'un système d'équations dépendant du temps basé sur les lois de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. L'établissement des équations s'effectue en deux étapes :

Dans la première étape, on écrit les équations de bilan dans un volume de contrôle contenant la phase gazeuse et une phase solide, qui conduit à l'écriture des équations locales instantannées et des conditions d'interface solide-gaz, [94]. On introduit à ce stade de manière explicite les processus de séchage (perte de masse en eau) et de pyrolyse (perte de masse due à la dégradation thermique du combustible solide).

La seconde étape conduit aux équations multiphasiques des champs, réactives et radiatives. Les équations de bilan macroscopiques sont obtenues à partir des équations locales instantannées en utilisant la méthode

de la moyenne pondérée. Il existe différentes méthodes pour moyenniser les équations diphasiques locales instantanées. Elles peuvent être moyennées sur une surface, sur un volume, dans le temps ou de manière statistique, [94]. Gough et Zwartz [95], ont utilisé un opérateur de pondération dans le temps et dans l'espace. La démarche que nous utilisons est celle proposée par Anderson et Jackson [96]. Elle définit une fonction pondérée qui dépend seulement des coordonnées spatiales pour obtenir les valeurs moyennes des grandeurs caractéristiques. De manière analogue, nous établissons une équation de bilan radiatif directionnelle, moyennée pour le milieu diphasique considéré. Elle permet de décrire l'évolution de la luminance à la traversée du milieu multiphasique.

4.5 Equations de la phase gazeuse

On considère que chaque variable ϕ dans le milieu réactif multicomposant est décomposée en une partie moyenne $\tilde{\phi}$, et une partie fluctuante par rapport à la moyenne ϕ'' . Cette représentation n'a de sens que pour des écoulements turbulents statistiquement stationnaires. Néanmoins elle est étendue à tous les types d'écoulements turbulents. L'écoulement étant à masse volumique variable, une moyenne pondérée par la masse ou moyenne de Favre est appliquée. Ainsi, toute grandeur ϕ peut s'écrire :

$$\phi = \tilde{\phi} + \phi'' \quad (4.5)$$

La moyenne pondérée par la masse ou moyenne de Favre, est donnée par :

$$\tilde{\phi} = \frac{\overline{\rho\phi}}{\bar{\rho}} = \frac{\int_{t_1}^{t_2} \rho\phi dt}{\int_{t_1}^{t_2} \rho dt} \quad (4.6)$$

Dans les équations qui suivent, les notations suivantes sont utilisées.

$$\rho = \alpha_g \rho_g \quad (4.7)$$

$$p = \alpha_g p_g \quad (4.8)$$

$$\mu = \alpha_g \mu_g \quad (4.9)$$

4.5.1 Conservation de la masse

Elle s'écrit :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_j)}{\partial x_j} = \sum_{k=1}^N \left[\dot{M}_k \right]_{Ik} \quad (4.10)$$

avec $\left[\dot{M}_k \right]_{Ik}$ le taux de perte de masse lié à la dégradation de la phase solide k à l'interface.

4.5.2 Conservation de la quantité de mouvement

L'équation de conservation de la quantité de mouvement moyennée s'exprime par :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{u}_i) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{\rho u_i'' u_j''} \right) + \bar{\rho} g_i - \sum_{k=1}^N [F_{ki}]_{Ik} \quad (4.11)$$

où $[F_{ki}]_{Ik}$ est la force de traînée par unité de volume qui s'exerce sur les particules des phases solides. En introduisant la pression différentielle \bar{p}_d qui représente l'écart entre la pression atmosphérique et la pression statique ($\bar{p}_d = p - p_\infty$) et en considérant l'écoulement startifié au repos, on a :

$$-\frac{\partial p_\infty}{\partial x_i} + \rho_\infty g_i = 0 \quad (4.12)$$

Finalement nous obtenons :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{u}_i) = -\frac{\partial \bar{p}_d}{\partial x_i} + (\bar{\rho} - \rho_\infty) g_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\tau}_{ij} - \overline{\rho u_i'' u_j''} \right) - \sum_{k=1}^N [F_{ki}]_{Ik} \quad (4.13)$$

4.5.3 Conservation des espèces

Le mélange contient plusieurs espèces chimiques, parmi lesquelles on retrouve le combustible, l'air principalement composé d'oxygène (O_2) et d'azote (N_2) et les produits de combustion que sont le monoxyde de carbone (CO), le dioxyde de carbone (CO_2) et la vapeur d'eau (H_2O). Ces espèces sont susceptibles de réagir entre elles. Les fractions massiques des constituants composants la phase gazeuse sont reliées par la relation suivante :

$$\sum_{\alpha} Y_{\alpha} = 1 \quad (4.14)$$

On écrit les équations de bilan de chacune des espèces afin de caractériser la composition du mélange. La diffusion des espèces obéit à la loi de Fick, ce qui nous permet d'écrire le bilan de l'espèce α sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{Y}_{\alpha}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{Y}_{\alpha}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{\rho D_{\alpha} \frac{\partial Y_{\alpha}}{\partial x_j}} - \overline{\rho u_j'' Y_{\alpha}''} \right) + \bar{\omega}_{\alpha} + S_{Y_{\alpha}} \quad (4.15)$$

$\bar{\omega}_{\alpha}$ représente la production/destruction de l'espèce α due à la réaction de combustion tandis que $S_{Y_{\alpha}} = \sum_{k=1}^N \left[\dot{M}_k \tilde{Y}_{\alpha} \right]_{Ik}$ représente les transferts de l'espèce chimique α entre la phase gazeuse et les classes solides k .

4.5.4 Conservation de l'énergie

L'équation de conservation de l'énergie constitue le point crucial du bilan énergétique de l'écoulement dans un feu de végétation. En terme d'enthalpie du mélange, elle s'écrit :

$$h = \sum_{\alpha} Y_{\alpha} h_{\alpha} \quad (4.16)$$

où Y_{α} et h_{α} sont respectivement les fractions massiques et l'enthalpie des espèces, α composant le mélange. Si de plus, on suppose que les coefficients

de diffusion des espèces chimiques sont égaux, l'équation de conservation de l'énergie s'exprime par :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{h}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{h}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\lambda}{C_p} \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x_j} - \overline{\rho u_j'' h''} \right) + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{q}_j^r}{\partial x_j} - \sum_{k=1}^N [\dot{Q}_{conv}]_{Ik} + S_h \quad (4.17)$$

avec : $S_h = \sum_{k=1}^N [\dot{M}_k \tilde{h}]_{Ik}$ et \bar{q}_j^r désigne le flux net de chaleur rayonné.

4.6 Equations de la phase solide

4.6.1 Conservation de la masse

L'équation de bilan de la masse pour le solide k s'écrit

$$\frac{\partial}{\partial t} m_k = -[\dot{M}_k]_{Ik} \quad (4.18)$$

où $m_k = \alpha_k \rho_k$ est la masse du solide k par unité de volume.

4.6.2 Conservation de la quantité de mouvement

L'hypothèse des particules fixes dans l'espace au cours du temps conduit l'équation de quantité de mouvement de la phase solide à :

$$u_k = v_k = 0 \quad (4.19)$$

Cela implique que l'effet de l'effondrement du milieu est négligé dans la dynamique de l'écoulement après le passage du front de flamme. Cette hypothèse d'immobilité des particules solides est valable lorsque le temps de réaction est faible devant le temps de combustion complète des particules de combustible. Le temps de réaction est défini comme le temps requis par la totalité de la flamme pour franchir un point donné. Il est égal à la largeur de la flamme que divise la vitesse de propagation [97].

4.6.3 Conservation de l'énergie

Les particules de combustible sont thermiquement épaisses, c'est à dire que la température n'est pas uniforme à l'intérieur de chacune des particules pendant le processus de montée en température. L'équation de conduction de la chaleur de la phase solide s'écrit alors :

$$\alpha_k \rho_k C p_k \frac{\partial T_k}{\partial t} + (\dot{m}_i'' C p_i)_g \frac{\partial T_k}{\partial x} = [D_{mass}]_{Ik} + [Q_{cond}]_{Ik} + [Q_{rad}]_{Ik} \quad (4.20)$$

où $C p_k$ est la chaleur spécifique de la phase solide k que l'on déduit à partir de celles de l'eau et de la matière sèche, ainsi que de la fraction massique d'eau du combustible solide :

$$C p_k = (1 - Y_{H_2O}) C p_k^{sec} + Y_{H_2O} C p_{H_2O} \quad (4.21)$$

$[Q_{cond}]_{Ik}$ représente le flux d'énergie conductive/convective entre le gaz et la phase solide k, $[Q_{rad}]_{Ik}$ est le flux net d'énergie radiative de la flamme sur les particules rapporté à la surface spécifique de la particule et $[D_{mass}]_{Ik}$ représente le flux d'énergie lié à l'échange de masse entre le gaz et la phase solide.

$$[D_{mass}]_{Ik} = -R_k^{H_2O} L^{H_2O} - R_k^{pyr} L^{pyr} - \alpha_{rc} R_k^{char} L^{char} \quad (4.22)$$

L'hypothèse d'un matériau thermiquement épais est justifiée sous certaines conditions du nombre de Biot, défini par :

$$Bi = \frac{\varepsilon_w \dot{Q}_{ext}}{\sigma_p \lambda_w \Delta T} = \frac{h_p}{\sigma_p \lambda_w} \quad (4.23)$$

où h_p est le coefficient de transfert de chaleur convectif entre le gaz et les particules et λ_w est la conductivité thermique des particules. Il est admis que si $Bi > 0.1$, alors l'hypothèse de matériau thermiquement épais est acceptable.

4.7 Equation d'état et propriétés thermophysiques

La phase gazeuse est considérée comme un mélange de gaz parfaits. L'équation d'état s'écrit :

$$p = \rho RT \sum_{\alpha} \frac{Y_{\alpha}}{W_{\alpha}} \quad (4.24)$$

où W_{α} représente la masse molaire de l'espèce chimique α .

L'enthalpie du mélange se décompose en une enthalpie sensible et une enthalpie chimique, de sorte que :

$$h = \sum_{\alpha} Y_{\alpha} \left(\Delta h_{f\alpha}^0 + \int_{T_0}^T C_{p\alpha}(T) dT \right) \quad (4.25)$$

Il apparaît clairement que toute variation de composition (due aux réactions chimiques) entraîne une variation d'enthalpie.

Les chaleurs spécifiques des composants du mélange gazeux sont évaluées à l'aide de polynômes de degré 5 dont les coefficients sont extraits de la base de donnée thermochimique Chemkin [82]

La viscosité du mélange est déduite de celle de chaque constituant μ_{α} , à la température de référence T_{ref} :

$$\mu = \sum_{\alpha} Y_{\alpha} \mu_{\alpha} \left(\frac{T}{T_{ref}} \right)^{C_{ref}} \quad (4.26)$$

avec $T_{ref} = 302K$ et $C_{ref} = 0.75$.

4.8 Expression des flux de diffusion moléculaires et fermeture des flux de diffusion turbulents

L'hypothèse d'un nombre de Lewis du mélange unitaire et de l'égalité des coefficients de diffusion thermique et de diffusion des espèces chimiques (flamme équidiffusives) conduit aux relations suivantes :

$$Le = \frac{Sc}{Pr} \quad (4.27)$$

$$D_\alpha = D \quad (4.28)$$

$$\frac{\lambda}{C_p} = \frac{\mu}{Pr} = \frac{\mu}{Sc} = \rho D \quad (4.29)$$

Afin d'expliciter les termes moyens de diffusion moléculaire en fonction des variables moyennes de l'écoulement, on suppose que tous les coefficients de diffusion sont insensibles aux fluctuations de température et de composition. Les flux moyens de diffusion moléculaire s'écrivent alors de la même façon que les termes instantanés, les variables étant substituées par leur valeur moyenne, ainsi :

$$\overline{\rho D \frac{\partial Y_\alpha}{\partial x_j}} = \frac{\mu}{Sc} \frac{\partial \tilde{Y}_\alpha}{\partial x_j} \quad (4.30)$$

$$\overline{\frac{\lambda}{C_p} \frac{\partial h}{\partial x_j}} = \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x_j} \quad (4.31)$$

Le tenseur des contraintes visqueuses est exprimé de manière classique :

$$\bar{\tau}_{ij} = \mu \left[\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right] - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (4.32)$$

Les flux turbulents de la quantité de mouvement (tenseurs de Reynolds) sont modélisés en utilisant le concept de viscosité turbulente de Boussinesq tandis que ceux de l'énergie et des espèces chimiques sont modélisés en utilisant l'hypothèse des gradients généralisés. Les tenseurs turbulents s'écrivent alors :

$$\overline{\rho u_i'' u_j''} = \frac{2}{3} \delta_{ij} \left(\bar{\rho} k + \mu_t \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \right) - \mu_t \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (4.33)$$

$$\overline{\rho u_j'' \phi''} = -\frac{\mu_t}{\sigma_\phi} \frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial x_j} \quad (4.34)$$

où σ_ϕ est le nombre de Prandtl/Schmidt turbulent relatif à la variable ϕ .

4.9 Modèle de turbulence hydrodynamique

A partir d'un certain nombre de Reynolds, l'écoulement devient turbulent. Des tourbillons se forment créant localement des instabilités et les grandeurs représentatives de l'écoulement subissent des fluctuations. La turbulence est un phénomène diffusif qui entraîne une augmentation des échanges au sein de l'écoulement et le rend très dissipatif. Le brassage induit par les tourbillons améliore la combustion et réduit les débits d'entraînement.

Pour modéliser les effets de la turbulence, on s'appuie sur la nature aléatoire du processus pour décomposer les variables en la somme d'une grandeur moyenne et d'un terme qui représente la partie fluctuante. Les équations de bilan sont obtenues en moyennant l'ensemble des termes de chaque équation. Ces nouvelles équations comportent des termes de corrélation entre les valeurs moyennes et les valeurs fluctuantes. L'expression de ces corrélations dépend du modèle de turbulence adopté.

Le modèle de turbulence le plus utilisé est le modèle k- ε développé par Launder et spalding [98]. Ce modèle à deux équations est basé sur la résolution des équations de transport de l'énergie cinétique turbulente et du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente.

L'énergie cinétique turbulente est définie par :

$$\tilde{k} = \frac{1}{2} \overline{u_i'' u_j''} \quad (4.35)$$

Le taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente est donné à l'équilibre

local par :

$$\tilde{\varepsilon} = \frac{\mu_t}{\rho} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \right)^2 \quad (4.36)$$

La viscosité dynamique turbulente, μ_t , est calculée à partir de l'énergie cinétique turbulente, k , et de son taux de dissipation, ε , par l'expression classique :

$$\mu_t = \bar{\rho} C_\mu \frac{\tilde{k}^2}{\tilde{\varepsilon}} \quad C_\mu = Cte \quad (4.37)$$

Les feux de végétation sont caractérisés par des amplitudes turbulentes relativement faibles et le modèle k - ε n'est pas bien adapté à ce type de problèmes. Il surestime l'énergie cinétique turbulente, ce qui conduit à un amortissement des structures cohérentes qui se développent le long des flammes de diffusion turbulentes [99].

Différentes approches ont été proposées pour améliorer la prédiction des quantités scalaires k et ε qui définissent le transport turbulent. Le modèle dit à bas nombre de Reynolds (modèle k - ε LRN) a été proposé pour décrire la turbulence au niveau des zones où le nombre de Reynolds devient faible et où la diffusion moléculaire ne peut pas être négligée. Seulement, dans le cas du développement d'un feu, il existe des zones au sein de l'écoulement où le nombre de Reynolds peut être faible. Il en résulte que, dans ces régions, le modèle à bas nombre de Reynolds peut amortir artificiellement la turbulence ou même empêcher de se développer. Le modèle à haut nombre de Reynolds (modèle k - ε HRN) a aussi été développé, mais les comparaisons entre les résultats numériques et expérimentaux, obtenus dans de nombreux cas d'écoulement turbulent, ont montré que ce modèle ne donnait pas non plus de résultats satisfaisants dans les zones de recirculation et les régions proches des parois.

Dans le présent travail, nous avons choisi l'approche développée à partir de la théorie des groupes de renormalisation (RNG) [100, 101] qui semble

la mieux adaptée à cette problématique de par les avantages offerts :

- ▶ les constantes introduites sont directement évaluées par la théorie, et non par l'expérience ;
- ▶ les termes supplémentaires qui apparaissent dans l'équation de transport du taux de dissipation permettent une meilleure description de l'écoulement moyen pour traiter les zones hors équilibre et de distorsion rapide (entre les zones de stagnation et d'écoulement) ;
- ▶ ce modèle permet de représenter correctement les zones de faible turbulence au sein de l'écoulement sans avoir à utiliser de fonction d'amortissement.
- ▶ il est opérationnel dans les zones à faible ou à fort nombre de Reynolds (région de l'écoulement laminaire, transitoire et turbulent).

A partir de la théorie RNG, les équations de transport de k et ε s'écrivent :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{k}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{k}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \tilde{k}}{\partial x_j} \right] + P_K + W_K - \bar{\rho} \tilde{\varepsilon} \quad (4.38)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{\varepsilon}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{\varepsilon}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial x_j} \right] + (C_{\varepsilon 1} - R) \frac{\tilde{\varepsilon}}{\tilde{k}} P_K - C_{\varepsilon 2} \bar{\rho} \frac{\tilde{\varepsilon}^2}{\tilde{k}} + C_{\varepsilon 3} \frac{\tilde{\varepsilon}}{\tilde{k}} W_K \quad (4.39)$$

Les taux de production de l'énergie cinétique turbulente par cisaillement et par dilatation sont respectivement :

$$P_K = -\overline{\rho u_i'' u_j''} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \quad (4.40)$$

$$W_K = -\frac{\mu_t}{\bar{\rho}^2} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} \quad (4.41)$$

avec

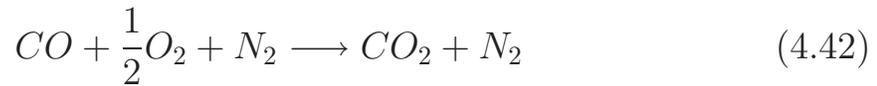
$$R = \frac{\eta \left(1 - \frac{\eta}{\eta_0}\right)}{1 + \beta\eta^3}, \quad \eta = \left(\left|\frac{P_K}{C_\mu \bar{\rho} \tilde{\varepsilon}}\right|\right)^{\frac{1}{2}}$$

Les constantes utilisées, issues de la théorie sont :

$$\begin{aligned} C_{\varepsilon 1} &= 1.42 & C_{\varepsilon 2} &= 1.68 & C_{\varepsilon 3} &= 1.5 \\ C_\mu &= 0.0845 & \sigma_k &= 0.7179 & \sigma_\varepsilon &= 1.3 \\ \beta &= 0.015 & \eta_0 &= 4.38 & & \end{aligned}$$

4.10 Modèle de combustion

Le gaz est constitué des espèces contenues dans l'air (oxygène et azote), le combustible et les produits de combustion. On caractérise la composition du mélange à partir des fractions massiques de chaque constituant. Dans le cas d'un feu de végétation, le combustible est à l'origine un matériau cellulosique, la composition des produits de pyrolyse est complexe et fait intervenir de nombreux éléments ($C, CO, CO_2, H_2O, CH_4, H_2, C_2H_6\dots$). Grishin [71] suggère que, lors de la décomposition thermique d'un matériau cellulosique, le CO est le composant le plus représentatif des ces produits. On peut ainsi simplifier le schéma cinétique en supposant que tous les produits de pyrolyse sont effectivement du CO . Le système se réduit alors à une seule réaction irréversible de la forme :



Le coefficient stoechiométrique de cette réaction est :

$$s = \frac{W_{O_2}}{2W_{CO}} = \frac{4}{7}$$

4.10.1 Combustion turbulente

La turbulence joue un rôle crucial dans les processus de combustion dans la mesure où elle influe sur le mélange des espèces. La loi d'Arrhenius, utilisée souvent dans le calcul de flamme laminaire, est une relation exponentielle entre la température et la vitesse de réaction. Elle permet de bien reproduire la finesse du front de flamme. Dans le cas de flammes turbulentes, le front de flamme est distordu. Cependant il n'est pas possible d'utiliser ce type de loi pour obtenir le taux de réaction moyen, car les fluctuations de température et de composition ainsi que les phénomènes d'extinctions locales jouent un rôle important dans la combustion turbulente et ne permettent pas de localiser les zones de réactions. La structure de la flamme est liée au niveau de la turbulence.

Si la chimie est suffisamment rapide, on peut supposer que le taux de réaction de la flamme est contrôlé par des microtourbillons qui sont le lieu de mélange des espèces chimiques. Dans ce cas, on peut l'évaluer à partir de l'échelle de temps d'intégration de la turbulence et de la fraction massique des espèces chimiques qui limitent localement la réaction. Ces considérations physiques ont conduit Magnussen et Hertager [102] à construire le modèle de combustion EDC qui permet de représenter les flammes de diffusion turbulente. Ce modèle a été introduit afin de tenir compte de l'effet de taille de la zone de mélange, et il constitue une extension du modèle Eddy break-up de Spalding. Dans ce cas, les taux de réactions des espèces chimiques s'écrivent alors de la façon suivante :

$$\bar{\dot{\omega}}_{ox} = s\bar{\dot{\omega}}_{fu} \quad (4.43)$$

$$\bar{\dot{\omega}}_{pro} = -(1 - s)\bar{\dot{\omega}}_{fu} \quad (4.44)$$

$$\bar{\dot{\omega}}_{N_2} = 0 \quad (4.45)$$

La production de la masse des espèces gazeuses due aux réactions chimiques est déterminée à partir de la relation :

$$\bar{\omega}_{fu} = A \frac{\varepsilon}{k} \bar{\rho} \min \left(\tilde{Y}_{fu}, \frac{\tilde{Y}_{ox}}{s}, B \frac{\tilde{Y}_{pro}}{1+s} \right) \quad (4.46)$$

où A et B sont des constantes du modèle et valent respectivement 4 et 0.5.

4.11 Modèle de formation de suies

Markstein [103] a montré que la part des pertes radiatives par une flamme pouvait varier entre 18% et 43% de l'énergie totale libérée par la réaction de combustion selon la nature du fuel et le régime d'écoulement. Les particules de suies et les gaz chauds participent à ce transfert d'énergie. La contribution radiative des suies peut atteindre dans certains cas 80% du rayonnement global pour les flammes très lumineuses. Il est donc important de décrire correctement la quantité de suies présente dans la zone de réaction et leur évolution.

Les suies sont de très fines particules (de $0.005\mu m$ à $0.08\mu m$) de carbone produites et oxydées dans la zone de flamme. Les suies se forment dans les régions riches en combustible et le processus de formation est fortement dépendant de la température du combustible initiateur. La formation et l'évolution des suies peuvent être décomposées en quatre processus majeurs : la nucléation homogène des particules de suie, la coagulation, la croissance de surface et l'oxydation des particules par action des atomes d'oxygène ou par les radicaux libres OH . La plupart des suies produites dans la flamme résultent du processus de croissance de surface [104] et la densité de particules (nombre de particules par unité de volume) de suies atteint rapidement une limite de sorte qu'un équilibre local est obtenu entre la nucléation et la coagulation [105]. Il est généralement supposé que les particules de suies sont à la température du gaz et se déplacent avec la vitesse de la phase gazeuse.

On note qu'il est difficile d'obtenir les propriétés radiatives des particules de suies, car elles dépendent de nombreux paramètres tels que leur forme,

leur taille, leur distribution spatiale ou leur densité, autant de paramètres qui sont directement liés à leur cinétique de formation et donc à leur nature.

Des modèles de suies intégraux, permettant de décrire l'ensemble des ces processus sans avoir à décrire la cinétique chimique de formation/oxydation, ont été développés à partir de mesures expérimentales. Syed et al. [106] ont développé un modèle de formation de suies pour les flammes de méthane où la production/destruction de suies est décrite en fonction de la température locale et de la fraction molaire de méthane. Ce qui facilite son intégration dans les modèles de comportement instationnaires. Le nombre densité et la fraction volumique de suies sont calculés en fonction des propriétés locales du gaz. Kaplan et al.[107] ont utilisé ce modèle avec succès pour décrire le taux de production de suies pour une flamme instationnaire de diffusion méthane/air. Les deux grandeurs qui permettent de connaître l'évolution des suies au sein de l'écoulement, que sont la fraction volumique de suies et leur nombre densité, obéissent à des équations de transport semblables à celles des autres variables transportées. L'introduction de différents termes sources permet de prendre en compte les principaux phénomènes physiques tels que la nucléation, la croissance en surface, la coagulation et l'oxydation des particules de suie. Les paramètres du modèle sont évalués à partir de données expérimentales relevées sur des flammes de méthane. Les équations de transport relatives aux suies s'écrivent :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{n}_s) + \frac{\partial}{\partial x_j} [\bar{\rho} (\tilde{u}_j + \tilde{u}_j^{th}) \tilde{n}_s] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\bar{\mu}_t}{\sigma_f} \frac{\partial \tilde{n}_s}{\partial x_j} \right) + \bar{\rho} \bar{\omega}_{n_s} \quad (4.47)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{f}_v) + \frac{\partial}{\partial x_j} [\bar{\rho} (\tilde{u}_j + \tilde{u}_j^{th}) \tilde{f}_v] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\bar{\mu}_t}{\sigma_f} \frac{\partial \tilde{f}_v}{\partial x_j} \right) + \bar{\rho} \bar{\omega}_{f_v} \quad (4.48)$$

où \tilde{u}_j^{th} est la composante de la vitesse de thermophorèse [107]. Elle est donnée par :

$$\tilde{u}_j^{th} = -0.54\nu \frac{\partial \ln \tilde{T}}{\partial x_j} \quad (4.49)$$

Les termes sources s'expriment de la façon suivante :

$$\bar{\omega}_{n_s} = \underbrace{N_0 C_\alpha \bar{\rho}^2 \tilde{T}^{\frac{1}{2}} \tilde{X}_{fu} e^{\frac{-T_\alpha}{T}}}_{\text{nucléation}} - \underbrace{C_\beta \tilde{T}^{\frac{1}{2}} \frac{\tilde{n}_s^2}{N_0}}_{\text{coagulation}} - \underbrace{\frac{(36\pi)^{\frac{1}{3}} W_{NSC} \tilde{n}_s^{\frac{4}{3}}}{\rho_{soot} \tilde{f}_v^{\frac{1}{3}}}}_{\text{oxydation}} \quad (4.50)$$

$$\bar{\omega}_{f_v} = \underbrace{\frac{C_\delta C_\alpha}{\rho_{soot}} \bar{\rho}^2 \tilde{T}^{\frac{1}{2}} \tilde{X}_{fu} e^{\frac{-T_\alpha}{T}}}_{\text{nucléation}} + \underbrace{\frac{C_\gamma}{\rho_{soot}^{\frac{1}{3}}} \tilde{n}_s^{\frac{1}{3}} \tilde{f}_v^{\frac{2}{3}} \bar{\rho} \tilde{T}^{\frac{1}{2}} \tilde{X}_{fu} e^{\frac{-T_\gamma}{T}}}_{\text{croissance de surface}} - \underbrace{\frac{(36\pi)^{\frac{1}{3}} W_{NSC} \tilde{n}_s^{\frac{1}{3}} \tilde{f}_v^{\frac{2}{3}}}{\rho_{soot}}}_{\text{oxydation}} \quad (4.51)$$

Les coefficients expérimentaux $C_\alpha, T_\alpha, C_\beta, C_\gamma, T_\gamma, C_\delta$, ainsi que les températures d'activation figurent dans les travaux de Kaplan et al. [107]. L'expression du terme W_{NSC} a été établie par Nagle et Strickland-constable [108] à partir du taux d'oxydation du graphite pyrolytique par l'oxygène.

$$W_{NSC} = 12 \left[\frac{k_A P_{O_2}}{1 + k_Z P_{O_2}} \chi + k_B P_{O_2} (1 - \chi) \right] \quad (4.52)$$

avec :

$$\chi = \left(1 + \frac{k_T}{k_B P_{O_2}} \right)^{-1}$$

$$k_A = 20 e^{\frac{-30000}{RT}} \quad (g.cm^{-2}.s^{-1}.atm^{-1})$$

$$k_B = 4.6 \times 10^{-3} e^{\frac{-15200}{RT}} \quad (g.cm^{-2}.s^{-1}.atm^{-1})$$

$$k_T = 1.51 \times 10^5 e^{\frac{-97000}{RT}} \quad (g.cm^{-2}.s^{-1})$$

$$k_Z = 21.3 e^{\frac{4100}{RT}} \quad (atm^{-1})$$

P_{O_2} est la pression partielle de l'oxygène.

En raison du manque de données concernant la production de suies issues de la combustion d'un matériau cellulosique, un modèle integral analogue à celui de Syed et al. [106] ne peut être utilisé. Une approche simplifiée a donc été développée dans laquelle on suppose, en accord avec Grishin [71], que la formation des suies résulte davantage de la pyrolyse du combustible solide que de la décomposition des hydrocarbures gazeux. Connaissant un diamètre moyen des particules de suies, la fraction volumique de suies est alors déterminée à partir de l'équation (4.48). Le terme source $\bar{\omega}_{f_v}$ prend alors la forme suivante :

$$\bar{\omega}_{f_v} = \frac{1}{\rho_{soot}} \left(\alpha_6 \sum_{k=1}^N [\dot{m}_k^{pyr}]_{Ik} - (36\pi)^{\frac{1}{3}} W_{NSC} \tilde{n}_s^{\frac{1}{3}} \tilde{f}_v^{\frac{2}{3}} \right) \quad (4.53)$$

où α_6 est le pourcentage des produits de pyrolyse qui correspond à la génération des particules de suie, généralement, $0.001 \leq \alpha_6 \leq 0.03$. Pour ce modèle d'oxydation, la donnée du diamètre moyen d_{soot} des suies est nécessaire. La valeur utilisée dans nos calculs est $\alpha_6 = 0.01$. Nous pouvons alors réécrire les termes d'évolution de la fraction volumique et du nombre densité à partir du diamètre supposé des suies :

$$\frac{\tilde{n}_s}{\tilde{f}_v} = \frac{1}{V_{soot}} = \frac{6}{\pi d_{soot}^3}$$

ou encore

$$\left(\frac{\tilde{n}_s}{\tilde{f}_v} \right)^{\frac{1}{3}} = \frac{6}{(36\pi)^{\frac{1}{3}} d_{soot}}$$

La nouvelle forme du terme $\bar{\omega}_{f_v}$ est alors :

$$\bar{\omega}_{f_v} = \frac{1}{\rho_{soot}} \left(\alpha_6 \sum_{k=1}^N [\dot{m}_k^{pyr}]_{Ik} - \frac{6\tilde{f}_v W_{NSC}}{d_{soot}} \right) \quad (4.54)$$

La teneur en suies est utilisée ensuite dans le calcul des propriétés ra-

diatives du mélange gazeux. Ces paramètres permettent d'évaluer les flux radiatifs émis par la flamme.

4.12 Modèle de rayonnement

Toutes les recherches menées en combustion en général et sur l'étude des feux en particulier ont montré que le rayonnement joue un rôle très important dans le bilan énergétique de la flamme. Il représente jusqu'à 30% de l'énergie dégagée par la combustion. Sa représentation reste encore un problème très délicat et complexe dans la modélisation [109, 110]. Si on s'intéresse aux pertes radiatives et aux transferts radiatifs de la flamme (contenant les produits de combustion et les suies) vers le lit de combustible ainsi qu'au rayonnement dans le lit, le modèle de rayonnement doit être multiphasique et anisotrope. Multiphasique, car il doit être utilisable en tout point du domaine. Anisotrope, car sur le trajet lumineux, on peut se trouver en présence de gaz transparents (gaz frais), de gaz semi-transparentes (produit de combustion, suies) ou d'un milieu multiphasique.

4.12.1 Equation de transfert radiatif

Lors de la combustion, il se forme un panache de gaz chauds chargés de particules de suie. Ces gaz forment un milieu semi-transparent qui transmet partiellement le rayonnement électro-magnétique à l'intérieur de certaines bandes spectrales en associant les trois principaux processus optiques suivants :

- ▶ **l'absorption** : l'interaction entre les photons et le milieu entraîne une conversion d'énergie radiative en énergie interne.
- ▶ **l'émission** : du fait de sa température propre, le milieu émet spontanément. il s'agit d'une conversion d'énergie interne en énergie radiative.
- ▶ **la diffusion** de rayonnement : on introduit un coefficient de diffu-

sion $\sigma(s)$ du fait qu'une partie du flux radiatif qui se propage dans l'angle solide $d\Omega$, va se propager dans la direction $d\Omega'$. L'introduction de la distribution angulaire de diffusion $P(s, \vec{u}, \vec{u}')$ exprime le gain par diffusion du rayon incident provenant de l'ensemble des directions de l'espace.

Pour un milieu gris de longueur ds traversé par un rayonnement dans la direction \vec{u} d'angle solide $d\Omega$, la source locale d'énergie radiative s'écrit :

$$S_r = \frac{dL(s, \vec{u})}{ds} = Q_{\text{émise}} - Q_{\text{absorbée}} + Q_{\text{dif}_{\text{entrant}}} - Q_{\text{dif}_{\text{sortant}}} \quad (4.55)$$

avec :

$$\begin{aligned} Q_{\text{émise}} &= a(s)L^0[T(s)] \\ Q_{\text{absorbée}} &= a(s)L(s, \vec{u}) \\ Q_{\text{dif}_{\text{entrant}}} &= \frac{\sigma(s)}{4\pi} \int_{4\pi} P(s, \vec{u}, \vec{u}')L(s, \vec{u}, \vec{u}')d\Omega' \\ Q_{\text{dif}_{\text{sortant}}} &= \sigma(s)L(s, \vec{u}) \end{aligned}$$

La production de suies dans la flamme modifie les propriétés d'absorption du mélange gazeux et constitue la principale cause du rayonnement. En effet, le coefficient d'absorption $a(s)$ dépend de la concentration en produits de combustion et en suies, ainsi que de la température [107]. L'émission spontanée du milieu semi-transparent ainsi que la diffusion du rayonnement incident dans la direction \vec{u} augmente le rayonnement, par contre l'absorption par le milieu semi-transparent et la diffusion du rayonnement vers les autres directions de l'espace atténuent le rayonnement considéré. La sommation sur 4π stéradians indique la collecte de tout le rayonnement selon la direction \vec{u} en provenance de toutes les autres directions \vec{u}' grâce à la fonction de phase ou indicatrice de diffusion $P(s, \vec{u}, \vec{u}')$ qui donne la répartition angulaire entre la direction de diffusion \vec{u} et la direction \vec{u}' . $L(s, \vec{u})$ est la luminance directionnelle totale. La fonction de phase ou indicatrice de dif-

fusion constitue une répartition angulaire telle que $\frac{1}{4\pi}P(s, \vec{u}, \vec{u}')$ représente la probabilité pour qu'un rayon incident issu de la direction \vec{u}' contenu dans l'angle solide $d\Omega'$ soit diffusé dans la direction \vec{u} . La fonction de phase est normalisée et vérifie la relation :

$$\frac{1}{4\pi} \sum_{4\pi} P(s, \vec{u}, \vec{u}') d\Omega' = 1 \quad (4.56)$$

Les pertes par diffusion ne s'expriment qu'à l'aide du coefficient de diffusion. L'équation de transfert radiatif s'écrit :

$$S_r(s) = -div\vec{q}_r(s) \quad (4.57)$$

Le flux net radiatif local total dans une direction \vec{n} quelconque de l'espace s'exprime par :

$$q_r(s, \vec{n}) = \int_{4\pi} (\vec{n}, \vec{u}) L(s, \vec{u}) d\Omega \quad (4.58)$$

Il exprime la différence entre le flux radiatif des directions telles que $(\vec{n}, \vec{u}) > 0$ et le flux radiatif des directions telles que $(\vec{n}, \vec{u}) < 0$.

En posant $\beta(s) = a(s) + \sigma(s)$, β étant le coefficient d'extinction, l'équation de transfert radiatif s'écrit sous sa forme intégral-différentielle générale :

$$\vec{u}\vec{\nabla}L(s, \vec{u}) + \beta(s)L(s, \vec{u}) = a(s)L^0[T(s)] + \frac{\sigma(s)}{4\pi} \int_{4\pi} P(s, \vec{u}, \vec{u}') L(s, \vec{u}, \vec{u}') d\Omega' \quad (4.59)$$

L'évaluation des sources d'énergie et des flux radiatifs nécessite le calcul des champs de luminance directionnels et les intégrales directionnelles. Le couplage du rayonnement avec les autres modes de transferts de chaleur (conduction, convection, production d'énergie chimique), s'effectue grâce à l'introduction dans l'équation de conservation de l'énergie de la source locale d'énergie radiative.

4.12.2 Méthodes de résolution de l'équation de transfert radiatif

La résolution de l'équation de transfert radiatif nécessite l'utilisation d'une méthode numérique approchée pour le cas général car une solution exacte n'étant possible que pour des cas très simples.

De nombreuses méthodes existent pour traiter le rayonnement des milieux semi-transparents. Les méthodes statistiques telles que celles de Monte Carlo, décrite par Siegel et Howell [111] ont une précision élevée mais restent pénalisantes en temps de calcul. La méthode de zones a été introduite par Hottel et al. [112] et présentée sous sa forme finale par Hottel et Sarofim [113]. Elle consiste à décomposer le domaine d'étude en zone ayant chacune des propriétés radiatives propres. Cette méthode tient souvent lieu de référence dans des cas simples, si on utilise un nombre suffisant de zones. Mais elle reste lourde du point de vue numérique et difficile à mettre en oeuvre pour des milieux gazeux absorbants et diffusants. Elle nécessite un maillage qui lui soit propre ; ce qui rend difficile son couplage avec les méthodes de résolution numérique des équations de transport. La méthode dite des transferts discrets a été proposée et appliquée par Lockwood et Shah [114] pour le calcul du transfert radiatif dans les chambres de combustion. Elle s'appuie sur une discrétisation du système en volumes élémentaires et la source radiative de chacun d'eux est déterminée par le suivi d'un ensemble de luminances directionnelles issues des surfaces frontières. Carvalho et al. [115] ont aussi appliqués cette méthode pour les fours de verrerie. Les méthodes de flux sont une dénomination qui regroupe des approches basées sur une philosophie commune. Dans ce contexte, nous présentons deux approches :

- La première approche consiste à décomposer la luminance directionnelle en série mathématique (méthode des harmoniques sphériques d'ordre N utilisée pour l'approximation P_1) :

$$L(s, \vec{u}) = \sum_{n=0}^N \left[\sum_{m=-n}^n A_n^m(s) Y_n^m(\vec{u}) \right] \quad (4.60)$$

Les coefficients A_n^m ne dépendent que de la position tandis que les fonctions $Y_n^m(\vec{u})$ sont les harmoniques sphériques liées à la direction \vec{u} . Les résultats obtenus sont acceptables pour les milieux optiquement épais, mais les temps de calcul, liés à l'ordre choisi, sont trop importants dès lors que l'on cherche une bonne précision.

- On discrétise l'espace en angles solides à l'intérieur desquels la luminance est supposé constante. On obtient alors un ensemble d'équations différentielles linéaires couplées qui représentent l'équation de transfert radiatif.

4.12.3 L'approximation P_N

La méthode basé sur l'approximation P_1 permet de ramener l'équation de transfert radiatif à une équation différentielle elliptique déterminant en chaque point la luminance totale du gaz. Les méthodes de type P_N , également appelées méthode des moments, consistent à décomposer la luminance en série d'harmoniques sphériques, tronqués à l'ordre N . Cependant, pour des applications pratiques, N est fini, et l'on utilise généralement les méthodes P_1 et P_3 . Viskanta et Mengüç [116] ont démontré que la méthode P_1 fournit de bons résultats pour des milieux d'épaisseur optique supérieure à 2, mais les résultats sont peu satisfaisants dans le cas de milieux anisotropes. Ils ont aussi montré que l'approximation P_3 fournit de bons résultats pour une épaisseur optique du milieu inférieure à 0.5 et pour des milieux anisotropes. La luminance s'obtient alors par un bilan entre les flux reçus et émis de toutes les directions de l'espace. L'avantage de cette méthode réside aussi dans la compatibilité de l'équation de luminance avec les équations de transport et la résolution est donc analogue à ces dernières [117]. L'équation de la luminance s'écrit donc :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\alpha_g}{3a} \frac{\partial}{\partial x} (\alpha_g J) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\alpha_g}{3a} \frac{\partial}{\partial y} (\alpha_g J) \right] = \alpha_g \sum_{k=1}^N [Q_{rad}]_{Ik} \quad (4.61)$$

4.12.4 Méthode des ordonnées discrètes

Cette méthode a été initialement développée par Chandrasekhar [118] pour décrire le rayonnement dans l'atmosphère dans le cas monodimensionnel. Elle a été généralisée par la suite par Carlson et Lathrop [119] aux géométries multidimensionnelles. La méthode des ordonnées discrètes (MOD) qui, bien que plus lourde à utiliser, se révèle bien adaptée pour résoudre les problèmes de transferts purement radiatifs et les problèmes de transferts couplés radiatifs et convectifs. Cette méthode est dérivée des méthodes de flux. Elle s'appuie sur une discrétisation de l'espace angulaire en nombre fini de directions suivant lesquelles on résout l'équation de transfert radiatif (ETR) afin d'obtenir en tout point du domaine plusieurs valeurs de luminance. La somme pondérée de ces valeurs permet ensuite de calculer l'intensité locale de la source ou du flux radiatif et de suivre l'évolution de la luminance directionnelle en tenant compte des flux rayonnés par le gaz et les parois [120].

La décomposition de l'espace en plusieurs directions définit plusieurs quadratures S_n qui se construisent en imposant des règles strictes de symétrie. Plus le nombre de directions est élevé, plus les transferts radiatifs seront décrits de façon précise, mais il faut évidemment réaliser un compromis entre le temps de calcul et la précision. Muller [121] a étudié l'influence de l'ordre des quadratures sur les valeurs de température et des flux pariétaux dans des configurations classiques et a montré que la quadrature S_6 , qui correspond à une décomposition sur 48 directions, fournissait des résultats d'une bonne précision. Nous avons cependant utilisé la quadrature S_8 (80 directions) pour couvrir un maximum de directions. Pour un milieu multiphasique gris absorbant, émettant et non diffusant, l'équation de la lu-

minance dans la direction $\vec{\Omega}_m = (\mu_m, \xi_m)$, qui est en fait l'équation de transfert radiatif directionnelle, s'écrit :

$$\mu_m \frac{\partial}{\partial x} (\alpha_g L_m) + \xi_m \frac{\partial}{\partial y} (\alpha_g L_m) = \alpha_g a_g \left(\frac{\sigma T^4}{\pi} - L_m \right) + \sum_{k=1}^N \alpha_k a_k \left(\frac{\sigma T_k^4}{\pi} - L_m \right) \quad (4.62)$$

où L_m est l'intensité radiative dans la direction $\vec{\Omega}_m$ et μ_m et ξ_m sont les cosinus directeurs de la direction $\vec{\Omega}_m$.

Le rayonnement est traité en supposant que le milieu d'étude est un milieu multiphasique gris absorbant-émettant. La source de chaleur radiative qui apparaît dans l'équation de l'énergie de la phase gazeuse est déterminée en utilisant la formulation multiphasique et s'écrit :

$$\frac{\partial q_j^r}{\partial x_j} = \alpha_g a_g \left(G - \frac{\sigma T^4}{\pi} \right) \quad (4.63)$$

Le rayonnement incident moyen s'exprime par :

$$G = \int_{4\pi} L(\vec{\Omega}) d\Omega \quad (4.64)$$

où $L(\vec{\Omega})$ est l'intensité radiative dans la direction $\vec{\Omega}$ qui peut être obtenue par la résolution de l'équation de transfert multiphasique eq.(4.62). On intègre l'équation 4.62 sur un volume de contrôle pour chaque direction, et l'on utilise le schéma aux variables pondérées de Lathrop [122] pour relier entre elles les intensités des façades limites du volume de contrôle à l'intensité du centre de la cellule.

Les propriétés du milieu sont données par les coefficients d'absorption a_g du gaz et a_k de la phase solide k. Le coefficient d'absorption de la phase gazeuse est fonction de sa composition et de sa température :

$$a_g = a_{pro} + a_{soot}$$

$$a_{pro} = 0.1(\tilde{Y}_{CO_2} + \tilde{Y}_{H_2O})$$

$$a_{soot} = 1862\tilde{f}_v\tilde{T}$$

Les coefficients d'absorption a_k peuvent se calculer à partir de la formule classique [123] :

$$a_k = A_k/4$$

Le rayonnement incident moyen peut être déterminé de façon approximative par $G = \sum_{m=1}^M w_m L_m$ où w_m sont les poids de la quadrature.

De manière analogue, le flux radiatif qui apparaît dans l'équation d'énergie s'exprime par :

$$[Q_{rad}]_{Ik} = \alpha_k a_k (G - 4\sigma T_k^4) \quad (4.65)$$

4.13 Termes d'échange entre phases

Le tableau 4.1 regroupe les expressions des termes d'échange entre phases. Le taux de perte de masse lié à la dégradation thermique de la phase solide est égal à la somme des débits massiques $\dot{m}_k^{H_2O}$, \dot{m}_k^{pyr} , \dot{m}_k^{char} et \dot{m}_k^{ash} dû respectivement à la vaporisation de l'eau, la pyrolyse, la combustion des résidus carbonneux et la formation des cendres. p_k^{char} et p_k^{ash} sont les proportions potentielles de résidus carbonneux et de cendres des particules de la phase solide. α_{rc} est la fraction d'énergie produite par la combustion des résidus carbonneux, qui est cédée à la phase solide. La fraction d'énergie $(1 - \alpha_{rc})$ est quant à elle cédée au gaz. Le coefficient de traînée des particules C_{Dk} dépend du nombre de Reynolds Re_k de la phase solide. En l'absence de mesures spécifiques du coefficient de traînée, on adopte la corrélation proposée par Clift et al. [124] pour les sphères. Celle-ci est valable pour $Re_k \leq 800$. Le coefficient de transfert de chaleur h_k est déduit de la corrélation de Incropera et De Witt [125].

TAB. 4.1 – Expressions des termes d'échange entre phases

Termes d'échange liés à la dégradation thermique de la phase solide
$[\dot{M}_k] = \dot{m}_k^{pyr} + \dot{m}_k^{H_2O} + \dot{m}_k^{char} + \dot{m}_k^{ash}$
$\dot{m}_k^{pyr} = R_k^{pyr} = A_{pyr} m^{pyr} \exp\left(\frac{-E_{pyr}}{T_k}\right)$
$\dot{m}_k^{H_2O} = R_k^{H_2O} = \frac{A_{H_2O}}{\sqrt{T}} m^{H_2O} \exp\left(\frac{-E_{H_2O}}{T_k}\right)$
$\dot{m}_k^{char} = -p_k^{char} R_k^{pyr} + R_k^{char} = -p_k^{char} R_k^{pyr} + \frac{A_{char}}{s} A_k \rho_{O_2} \exp\left(\frac{-E_{char}}{T_k}\right)$
$\dot{m}_k^{ash} = -\frac{p_k^{ash}}{p_k^{char}} R_k^{char}$
$[D_{mass}]_{Ik} = -R_k^{H_2O} L^{H_2O} - R_k^{pyr} L^{pyr} - \alpha_{rc} R_k^{char} L^{char}$
$L_{pyr} = 418 J.kg^{-1}$
$L_{H_2O} = 2.25 \times 10^3 k.J.kg^{-1}$
$L_{char} = -1.2 \times 10^4 k.J.kg^{-1}$
Expression de la force de traînée
$[F]_{Ik} = \frac{\pi}{8} A_k C_{Dk} \rho u u$
$C_{Dk} = \frac{24}{Re_k} (1 + 0.15 Re_k^{0.687})$
$Re_k = \frac{2 \rho_g u r_k}{\mu}$
Expression du flux de chaleur convecté
$[Q_{cond}]_{Ik} = A_k h_k (T - T_k)$
$h_k = 0.5 \lambda \frac{0.683 Re_k^{0.466}}{r_k}$

Chapitre 5

Méthode de résolution

Sommaire

5.1	Récapitulation des équations de transport	92
5.2	Méthode des volumes finis	93
5.3	Discrétisation des équations de transport	94
5.4	Evaluation des flux aux façades des cellules de contrôle . . .	97
5.5	Traitement du couplage pression-vitesse	100
5.6	Traitement des limites du domaine	102
5.7	Relaxation et convergence	102
5.8	Procédure séquentielle de résolution des équations	103

5.1 Récapitulation des équations de transport

Les équations de transport de la phase gazeuse sont des équations aux dérivées partielles qui peuvent s'écrire sous la forme générique suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i\phi) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) + S_\phi \quad (5.1)$$

Le tableau 5.1 regroupe les termes Γ_ϕ et S_ϕ pour chacune des variables ϕ . La solution est obtenue en utilisant la méthode des volumes finis, basée sur le schéma convectif de type Ultra-Sharp associant un schéma décentré

d'ordre 3 (schéma QUICK) à une stratégie de limiteur de flux [126]. Le couplage pression/vitesse est résolu grâce à un algorithme basé sur une méthode de projection [127].

TAB. 5.1 – Coefficients de diffusion et termes sources pour les variables de l'écoulement (ϕ)

Transport de	ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
Masse	1	0	$\sum_{k=1}^N [\dot{M}_k]_{Ik}$
Quantité de mouvement	u_i	μ_{eff}	$-\frac{\partial p_d}{\partial x_i} + (\rho - \rho_\infty) g_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_{eff} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \right] - \sum_{k=1}^N [F_{ki}]_{Ik}$
Énergie	h	$\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{\sigma_t}$	$\frac{\partial p}{\partial t} - \frac{\partial q_j^r}{\partial x_j} - \sum_{k=1}^N [\dot{Q}_{conv}]_{Ik} + \sum_{k=1}^N [\dot{M}_k h]_{Ik}$
Fraction massique des espèces	Y_α	$\frac{\mu}{Sc} + \frac{\mu_t}{\sigma_f}$	$\dot{\omega}_\alpha + \sum_{k=1}^N [\dot{M}_k Y_\alpha]_{Ik}$
Énergie cinétique turbulente	k	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}$	$P_K + W_K - \rho \varepsilon$
Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente	ε	$\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}$	$(C_{\varepsilon 1} - R) \frac{\varepsilon}{k} P_K - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + C_{\varepsilon 3} \frac{\varepsilon}{k} W_K$
Fraction volumique de suie	f_v	$\frac{\mu_t}{\sigma_f}$	$\dot{\omega}_{f_v}$

5.2 Méthode des volumes finis

Les écoulements dans les feux de végétation se caractérisent par une différence de pression et de vitesse faibles. Ils s'apparentent à la fois aux écoulements compressibles du fait de leur masse volumique très variable et aux écoulements incompressibles car les variations de pression et le couplage pression/densité sont faibles. Le déplacement du fluide est essentiellement lié aux forces de gravité. Les flammes dans les feux de végétation sont instables et très sensibles aux variations extérieures ce qui exige l'emploi

d'algorithmes de résolution robustes et précis.

Ces dernières années, un gros effort a été fait pour la recherche d'algorithmes spécifiques aux écoulements présentant des gradients importants de densité. Ces algorithmes reposent sur l'idée que le champ de pression est indirectement spécifié au travers de l'équation de continuité et que lorsque le champ de pression correct est utilisé dans les équations de quantité de mouvement, le champ de vitesse satisfait l'équation de continuité. L'algorithme qui a servi de point de départ à de nombreux auteurs est l'algorithme SIMPLE (Semi Implicit Method for Pressure linked Equations) développé par Patankar et Spalding [128] pour les écoulements incompressibles et qui, par la suite, a été étendue pour les écoulements compressibles. Cet algorithme a initié le développement d'autres algorithmes plus élaborés et moins coûteux en temps de calcul tels que SIMPLER (R pour "revised") ou SIMPLEC (C pour "Consistent").

Nous avons utilisé un nouvel algorithme basé sur la méthode des projections [129] que nous avons nommé *SIMPLE2*.

5.3 Discrétisation des équations de transport

On a vu que chacune des équations de transport à résoudre pouvait se mettre sous la forme générique suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x} (J_x) = S_\phi \quad (5.2)$$

avec :

$$J_x = \rho u \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x}$$

Le terme J_x représente le flux convectif et diffusif sur les façades du volume de contrôle et u la vitesse dans la direction x .

Dans le cas de la résolution numérique des équations de transport de la phase gazeuse, on utilise une grille unidimensionnelle orientée positivement

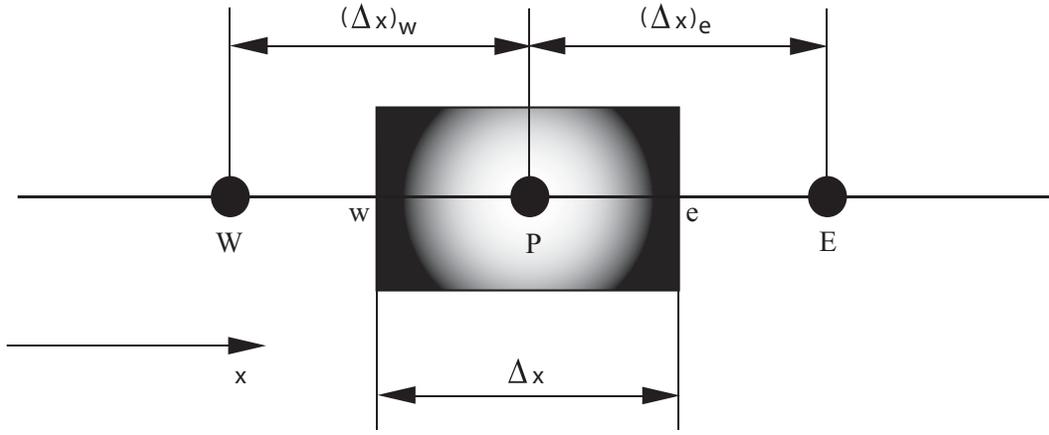


FIG. 5.1 – Maillage pour un problème unidimensionnel

vers la droite (fig.5.1). On adopte les notations suivantes : P pour le point central, E le point immédiatement à sa droite (E pour Est) et W le point immédiatement à sa gauche (W pour Ouest). Le volume nuancé en noir représente le volume de contrôle, e et w sont respectivement les façades de ce dernier. Dans le cas présent, le problème est unidimensionnel, donc le volume de contrôle est représenté par l'épaisseur Δx . La forme discrétisée des équations de transport est obtenue en intégrant localement les équations sur chaque volume de contrôle. Si on considère une variable scalaire ϕ quelconque, l'intégration de l'équation (5.1) dans le volume de contrôle centrée autour du noeud P donne, suivant les hypothèses de Patankar [83] :

$$\frac{(\rho_P^{n+1} \phi_P^{n+1} - \rho_P^n \phi_P^n) \Delta x}{\Delta t} + (J_e - J_w) = (S_c + S_P \phi_P^{n+1}) \Delta x \quad (5.3)$$

où le terme source au second membre de l'équation est linéarisé, et les variables ρ_P^{n+1} et ϕ_P^{n+1} du terme instationnaire sont celles du noeud P. L'exposant (n) est relatif à la valeur obtenue à l'instant t. Conformément à la méthode implicite, toutes les autres grandeurs sont relatifs au nouvel instant $t + \Delta t$. Les grandeurs J_e et J_w sont les flux intégrés sur les façades du volume de contrôle.

De la même manière, on peut intégrer l'équation de continuité sur le

volume de controle et on obtient :

$$\frac{(\rho_P^{n+1} - \rho_P^n) \Delta x}{\Delta t} + (F_e - F_w) = 0 \quad (5.4)$$

les termes F_i étant les flux convectifs de masse à travers les façades du volume de contrôle. L'équation (5.1) a été intégrée sous sa forme conservative pour obtenir l'équation (5.3). La résolution s'effectue sous une forme non conservative, par conséquent, l'équation intégrée de continuité (5.4) est multipliée par la variable ϕ_P^{n+1} prise au centre du volume de contrôle, ensuite elle est retranchée de l'équation (5.3). On obtient une nouvelle équation non conservative pour la variable ϕ :

$$\rho_P^n (\phi_P^{n+1} - \phi_P^n) \frac{\Delta x}{\Delta t} + (J_e - F_e \phi_P^{n+1}) - (J_w - F_w \phi_P^{n+1}) = (S_c + S_P \phi_P^{n+1}) \Delta x \quad (5.5)$$

L'équation (5.5) à été établie en utilisant un schéma d'ordre un, décentré arrière, pour l'intégration temporelle. Pour améliorer la précision, on peut utiliser un schéma d'ordre supérieur mais qui nécessite la référence à un troisième niveau de temps. En utilisant un schéma d'ordre deux, décentré arrière, cette équation devient :

$$\begin{aligned} (3\rho_P^{n+1} \phi_P^{n+1} - 4\rho_P^n \phi_P^n + \rho_P^{n-1} \phi_P^{n-1}) \frac{\Delta x}{2\Delta t} + (J_e - F_e \phi_P^{n+1}) - (J_w - F_w \phi_P^{n+1}) \\ = (S_c + S_P \phi_P^{n+1}) \Delta x \end{aligned} \quad (5.6)$$

Les flux sur les points e et w sont donnés par :

$$J_e - F_e \phi_P^{n+1} = a_E (\phi_P^{n+1} - \phi_E^{n+1}) \quad (5.7)$$

$$J_w - F_w \phi_P^{n+1} = a_W (\phi_W^{n+1} - \phi_P^{n+1}) \quad (5.8)$$

On obtient finalement l'équation algébrique suivante :

$$a_P \phi_P^{n+1} = a_E \phi_E^{n+1} + a_W \phi_W^{n+1} + b \quad (5.9)$$

avec :

$$a_P = \rho_P^n \frac{\Delta x}{\Delta t} + a_E + a_W - S_P \Delta x \quad (5.10)$$

$$b = S_c \Delta x + \rho_P^n \phi_P^n \frac{\Delta x}{\Delta t} \quad (5.11)$$

5.4 Evaluation des flux aux façades des cellules de contrôle

L'évaluation des flux diffusifs et convectifs aux interfaces de la cellule de contrôle s'effectue d'une manière classique à l'aide d'un schéma aux différences centrées du second ordre. Pour pouvoir déterminer la valeur de ϕ aux interfaces, il convient de relier la loi de variation de cette variable au nombre de Peclet P_e , ce qui permet de caractériser le rapport entre les effets diffusifs et convectifs. Les flux sont supposés uniformes sur chacune des façades des volumes de contrôle et sont liés à la variation des grandeurs entre deux volumes par une relation de la forme :

$$J_i - F_i \phi_P^{n+1} = \pm a_i (\phi_i^{n+1} - \phi_P^{n+1}) \quad i = w, e \quad (5.12)$$

Les coefficients a_i sont calculés à l'aide d'un schéma établi à partir d'une analyse de l'équation de transport dans un cas unidimensionnel stationnaire sans terme source [83]. La solution exacte donne une expression exponentielle de a_i . Des approximations ont été introduites pour simplifier l'expression des a_i qui s'écrivent globalement :

$$a_i = D_i A(|P_e|) + \max(0; \pm F_i) \quad (5.13)$$

où la fonction $A(|P_e|)$ décrit le schéma utilisé.

Les principaux schémas nous donnent pour la fonction $A(|P_e|)$:

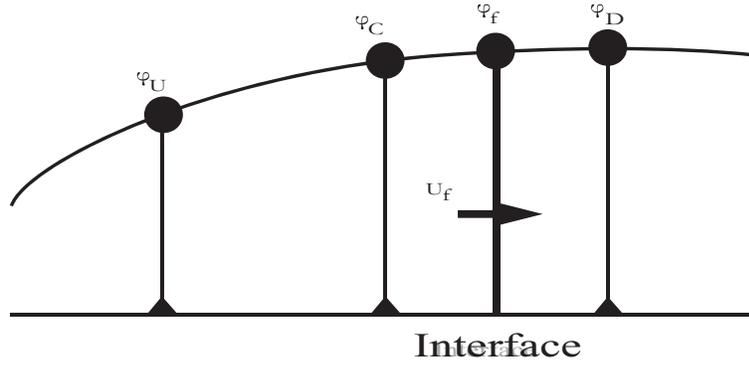


FIG. 5.2 – Visualisation des points utilisés avec le schéma Quick

- Schéma exponentiel : $A(|P_e|) = |P_e|/[exp(|P_e|) - 1]$
- Schéma unilatéral (upwind) : $A(|P_e|) = 1$
- Schéma hybride : $A(|P_e|) = max(0; 1 - 0.5|P_e|)$
- Schéma en loi de puissance : $A(|P_e|) = max[0; (1 - 0.1|P_e|)^5]$

Ces schémas permettent, contrairement aux schémas aux différences finies, d'éviter les oscillations et les instabilités pouvant se développer pendant le calcul ainsi que la manifestation de solutions non physiques. Cependant l'introduction d'une approximation d'ordre spatial un, peut augmenter la diffusion numérique qui peut masquer la diffusion réelle lorsque les flux convectifs deviennent importants, comme c'est le cas des écoulements que nous voulons étudier. Pour remédier à ce problème, nous avons été amenés à introduire un schéma d'ordre trois, le schéma QUICK.

5.4.1 Schéma QUICK

Le schéma quick est un schéma permettant de calculer les flux aux interfaces à l'ordre trois à partir de l'expression suivante de la variable ϕ :

$$\phi_{quick} = \phi_f = \frac{3}{8}\phi_D + \frac{3}{4}\phi_C - \frac{1}{8}\phi_U \quad (5.14)$$

Les points U, C et D sont représentés sur la figure 5.2.

L'utilisation d'un schéma d'ordre élevé impose l'intégration d'un limi-

teur de flux pour éviter les problèmes d'oscillations sur les solutions non monotones. Le flux est évalué en utilisant l'approche « *Ultra Sharp* », (Universal Limiter for Tight Resolution and Accuracy with a Simple High Accuracy Resolution Program)[126]. cette approche utilise un limiteur de flux de type DWF (Downwind Weighting Factor) qui permet de pondérer la valeur de l'inconnue à l'interface de la façon suivante :

$$\phi_f = \phi_D \cdot DWF + \phi_C(1 - DWF) \quad (5.15)$$

Le facteur de pondération DWF se calcule en écrivant les variables sous forme normalisée ($\tilde{\phi}$) comme suit :

$$\tilde{\phi} = \frac{\phi - \phi_U}{\phi_D - \phi_U} \quad (5.16)$$

Dans le diagramme NVD (Normalised Variable Diagram), c'est à dire le plan ($\tilde{\phi}_C, \tilde{\phi}_f$), le DWF peut se calculer ainsi :

$$DWF = \frac{\tilde{\phi}_f - \tilde{\phi}_C}{1 - \tilde{\phi}_C} \quad (5.17)$$

et la stratégie des limiteurs de flux peut se réduire à :

$$si \tilde{\phi}_C \leq 0 \text{ ou } \tilde{\phi}_C \geq 1 \text{ alors } \tilde{\phi}_f = \tilde{\phi}_C \longrightarrow DWF = 0 \quad (5.18)$$

$$si 0 < \tilde{\phi}_C < 1 \text{ alors } \tilde{\phi}_f = \frac{3}{8}\tilde{\phi}_D + \frac{3}{4}\tilde{\phi}_C - \frac{1}{8}\tilde{\phi}_U \text{ et } \tilde{\phi}_f = \frac{\tilde{\phi}_f - \tilde{\phi}_U}{\tilde{\phi}_D - \tilde{\phi}_U} \quad (5.19)$$

$$\tilde{\phi}_f = \max(\tilde{\phi}_f, \tilde{\phi}_C) \quad (5.20)$$

$$\tilde{\phi}_f = \min(\tilde{\phi}_f, C\tilde{\phi}_C) \quad (5.21)$$

$$\tilde{\phi}_f = \min(\tilde{\phi}_f, 1) \quad (5.22)$$

C est le nombre de courant local.

Le calcul du facteur de pondération DWF correspondant à chaque région NVD permet l'évaluation finale de la variable ϕ à l'interface grâce à l'équation 5.15.

Si on évalue les termes de diffusion par un schéma aux différences centrées, le flux total à l'interface s'écrit, pour la façade Est par exemple :

$$J_e = F_e \phi_e + D_e (\phi_P - \phi_E) \quad (5.23)$$

avec :

$$\phi_e = DWF \phi_E + (1 - DWF) \phi_P \quad \text{si } F_e \geq 0$$

$$\phi_e = DWF \phi_P + (1 - DWF) \phi_E \quad \text{si } F_e < 0$$

$$F_e = \rho_e u_e \quad \text{et} \quad D_e = \Gamma_{\phi_e} / \delta_x^e$$

Le couplage vitesse-pression est traité en utilisant une méthode de correction de pression ou méthode de projection [127]. Le système algébrique résultant est résolu de manière itérative à l'aide de l'algorithme TDMA pour les variables transportées et la pression.

5.5 Traitement du couplage pression-vitesse

Le développement des équations de continuité et de quantité de mouvement fait apparaître des relations entre la pression et la vitesse. Le calcul du champ de pression se fait par la résolution de l'équation de conservation de la masse écrite sous une forme modifiée qui permet de tenir compte de ces relations. Les vitesses, vérifiant l'équation de quantité de mouvement, sont corrigées afin de satisfaire également l'équation de conservation de la masse. Différents algorithmes existent. Ils se différencient par la manière dont est résolu le couplage pression-vitesse. Le lecteur pourra se référer pour s'informer aux travaux d'Issa et al. [130] et de Chow et Leung [131] dans lesquels ces différentes méthodes sont décrites et comparées entre elles.

Nous présentons la méthode des projections [129] que nous avons choisi car elle s'avère plus souple et plus efficace pour notre étude. L'équation de la vitesse discrétisée s'écrit :

$$a_P^0(u_P^{n+1} - u_P^n) + u_P \sum_{W,E} a_k = \sum_{W,E} a_k u_k + b + \Delta P \quad (5.24)$$

L'étape de prédiction consiste à résoudre l'équation de quantité de mouvement grâce à l'expression explicite des termes sources de pression :

$$a_P^0 \Delta u_P^* + \Delta u_P^* \sum_{W,E} a_k = \sum_{W,E} a_k \Delta u_k^* + b^n + \Delta P^n - a_P u_P^n + \sum_{W,E} a_k u_k^n \quad \text{avec } \Delta u^* = u_P^* - u_P^n \quad (5.25)$$

Ayant résolu les équations de transport des fractions massiques et de l'enthalpie, on dispose d'une prédiction de la masse volumique ρ^* sur laquelle il nous faut encore tenir compte des effets de variation de pression. L'équation de continuité peut alors s'écrire :

$$(\rho_P^{n+1} - \rho_P^n) \frac{\Delta x}{\Delta t} + \sum_k \rho_k^* u_k^{n+1} = 0 \quad (5.26)$$

Si la pression est écrite en supposant que $P^{n+1} = P^n + DP^{n+1}$ la vitesse intermédiaire doit donc être corrigée pour prendre en compte cette nouvelle pression :

$$a_P^0(u_P^{n+1} - u_P^*) = DP^{n+1} \quad (5.27)$$

L'équation de continuité devient alors une équation de pression :

$$\left(\frac{P_P^{n+1}}{RT} - \rho_P^n \right) \frac{\Delta x}{\Delta t} + \sum_k \rho_k^* \left(u_k^* + \frac{DP^{n+1}}{a_P^0} \right) = 0 \quad (5.28)$$

Ce qui peut encore s'écrire :

$$\frac{P_P^{n+1}}{RT} \frac{\Delta x}{\Delta t} + \sum_k \rho_k^* \frac{DP^{n+1}}{a_P^0} = \rho_P^n \frac{\Delta x}{\Delta t} + \sum_k \rho_k^* u_k^* \quad (5.29)$$

L'équation de continuité est donc ramenée à un système d'équations algébriques linéaires qui peut s'écrire sous une forme condensée analogue à celle de l'équation (5.9).

5.6 Traitement des limites du domaine

Nous avons à traiter deux types de conditions aux limites. Les valeurs aux limites des différentes variables, à savoir la vitesse, la température, la luminance, la formation des suies, l'énergie cinétique et le taux de dissipation turbulent, la pression de l'écoulement sont obtenues à partir de conditions type « *Neumann* » ou « *Dirichlet* ».

- Condition de Neumann :

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = 0$$

- Condition de Dirichlet : la valeur de la variable est imposée.

5.7 Relaxation et convergence

Dans le but de faciliter la convergence dans le processus itératif sur un pas de temps, une procédure de relaxation [83] est introduite pour amortir les variations brutales d'une variable calculée d'une itération à l'autre. On l'introduit dans les équations algébriques en posant :

$$\phi = C_r \phi_P^{n+1} + (1 - C_r) \phi_P^n \quad (5.30)$$

Ce qui modifie les coefficients de l'équation 5.9 :

$$a_P \longrightarrow \frac{a_P}{C_r}$$

$$b \longrightarrow b + \frac{1 - C_r}{C_r} a_P \phi_P^n$$

où n+1 et n désignent respectivement l'itération en cours et l'itération

précédente.

C_r est le coefficient de relaxation. On utilise $C_r = 0.5$ (sous-relaxation) pour toutes les équations de transport, excepté celle de continuité qui n'est pas relaxée.

L'algorithme de résolution TDMA (Tri-Diagonal Matrix Algorithm) nécessite une procédure itérative. Le critère de convergence utilisé est basé sur l'observation de l'évolution de la solution aux points du maillage. On doit alors vérifier que :

$$\frac{|\phi_p^{k+1} - \phi_p^k|}{|\max(\phi_p^{k+1}, \phi_p^k)|} \leq \varepsilon \quad (5.31)$$

ε est pris égal à 10^{-4} .

5.8 Procédure séquentielle de résolution des équations

La séquence proposée est itérative. Au cours d'une itération sur un pas de temps elle se présente de la manière suivante :

- Lecture des données d'entrée
- création du maillage
- initialisations des variables
- introduction des profils de vitesse et de turbulence
- Calcul des propriétés thermophysiques
- Calcul des conditions limites initiales
- DÉBUT DE LA BOUCLE EN TEMPS
- Calcul de la fraction volumique de suies
- résolution de l'équation de transport radiatif
- résolution de l'équation de conservation des espèces et calcul des fractions massiques des différents constituants
- résolution de l'équation de conservation de l'énergie
- calcul du champ de température
- calcul des grandeurs turbulentes

- Calcul des propriétés thermophysiques
- méthode des projections
 - résolution des équations de conservation de la quantité de mouvement (prédiction de la vitesse)
 - correction du champ de pression (équation de continuité)
 - correction du champ de vitesse
- calcul des résidus
- mise à jour des conditions limites
- FIN DE LA BOUCLE

Chapitre 6

Applications

Sommaire

6.1	Trajectoires en régime contre-courant	107
6.2	Effet de la vitesse de soufflage sur la propagation	112
6.3	Influence de la charge en combustible du lit sur la propagation	113
6.4	Effet de la surface spécifique, σ_k , de la particule sur la propagation	116
6.5	Effet de α_{rc} sur la propagation	118

Le modèle élaboré est utilisé pour décrire la propagation d'un feu dans le régime contre-courant, à travers un milieu combustible constitué de particules végétales typiques de la végétation méditerranéenne. Une série d'expérimentations numériques a été conduite dans le cas de la configuration représentée dans la figure 6.1. Dans ce cas d'étude, les particules combustibles sont réparties uniformément entre 0 et 1 mètre à partir de la limite gauche du domaine de calcul, avec une charge (kg de particules solides/ m^3 de lit végétal) variant entre 5 kg.m^{-3} correspondant à $\alpha_k = 0.0070$ et 30 kg.m^{-3} correspondant à $\alpha_k = 0.0042$. Des vitesses débitantes d'air variant entre 0.5 m.s^{-1} et 1 m.s^{-1} ont été considérées. La surface spécifique, σ_k , de la particule utilisée varie entre 1000 et 4500 m^{-1} . La masse volumique du combustible solide est prise égale à 710 kg.m^{-3} . La teneur en eau initiale dans le bois est en équilibre hygroscopique.

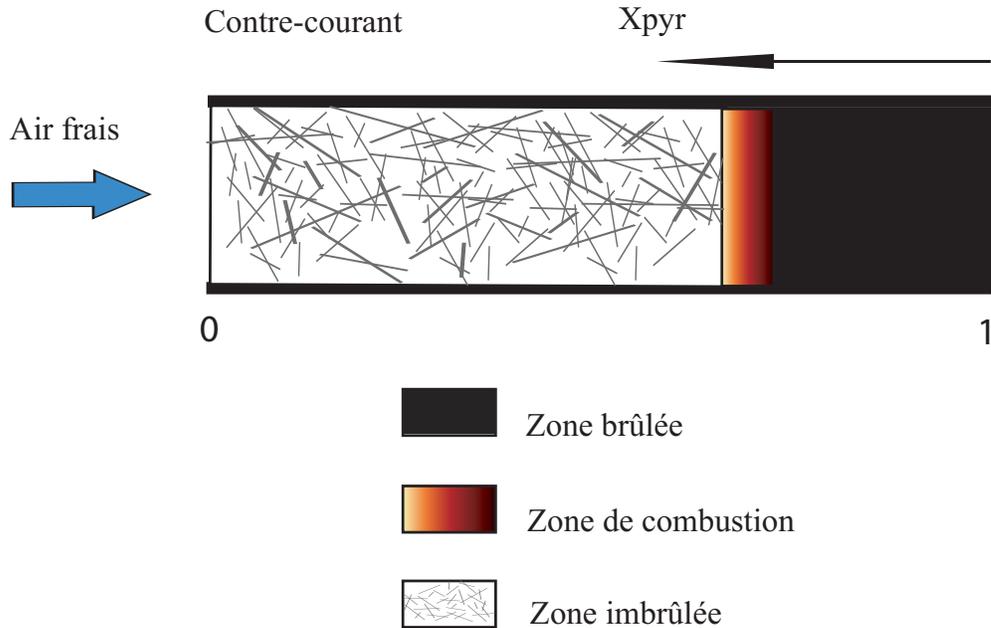


FIG. 6.1 – Propagation du front de combustion à travers un lit combustible

Dans notre étude, nous avons négligé la flottabilité et le problème est ramené à une dimension d'espace. Cette configuration simplifiée ne représente pas tous les phénomènes que nous pouvons rencontrer dans un feu de surface (effet de flottabilité, expansion de la flamme au dessus du lit etc...), mais elle représente un intéressant cas pour vérifier la validité des paramètres introduits dans les sous modèles utilisés pour la description de la dégradation thermique du combustible solide et les interactions solide-gaz. L'allumage du lit est maintenu sur une longueur de 0.02 m à partir de l'extrémité droite.

6.1 Trajectoires en régime contre-courant

Dans les figures 6.2 et 6.3 sont présentés en régime contre-courant, les évolutions du front de pyrolyse et du front d'oxydation en fonction du temps, obtenues par simulation numérique. Elles sont calculées pour les vitesses débitantes suivantes : $U_x = 0.5 \text{ m.s}^{-1}$, $U_x = 0.75 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_x = 1.00 \text{ m.s}^{-1}$. Le début de la trajectoire du front de pyrolyse X_{pyr} est défini comme étant la position où la température de la phase solide est égale à $500K$. Le temps et la longueur d'établissement du régime permanent dépendent fortement de la configuration fixée. Une solution stationnaire de la propagation du front de pyrolyse est obtenue dans le cas où les vitesses de soufflage sont fixées à 0.5 m.s^{-1} , 0.75 m.s^{-1} et 1.00 m.s^{-1} , à partir des temps respectifs de $12s$, $15s$ et $30s$. Au delà de $U_x = 1.00 \text{ m.s}^{-1}$ le feu ne se propage plus. A partir de ces profils, lorsque le régime permanent est atteint, on peut déterminer la vitesse de propagation du front de pyrolyse et du front d'oxydation. Elles sont inversement proportionnelles aux vitesses de soufflage pour le cas étudié (figure 6.2). De même, la solution stationnaire de la propagation du front d'oxydation est obtenue à partir des temps $12s$, $18s$ et $32s$ dans le cas où la vitesse de soufflage est égale à 0.5 m.s^{-1} , 0.75 m.s^{-1} et 1.00 m.s^{-1} respectivement (figure 6.3).

Sur les figures 6.4 et 6.5 sont représentés, d'une part les profils de température de la phase solide et de la phase gazeuse en fonction du temps et d'autre part, les distributions des flux de chaleur reçus par les particules du lit au temps $t = 60 \text{ s}$ et pour la vitesse de soufflage égale à 0.5 m.s^{-1} et 0.75 m.s^{-1} . Ces flux sont les termes sources de l'équation d'énergie de la phase solide. Ils contribuent au préchauffage du combustible imbrûlé. On constate que le transfert radiatif est dominant pour la vitesse de soufflage égale à 0.5 m.s^{-1} . Dans la zone imbrulée, la convection refroidit les particules alors que le rayonnement les réchauffe. La contribution radiative est efficace jusqu'à une certaine distance devant le front de pyrolyse. Cette distance appelée longueur optique, " l_0 ", est le libre parcours

moyen du rayonnement à travers la phase solide dans le lit. Elle dépend de la porosité du lit et du rayon de la particule. Dans notre cas d'étude ($\alpha_k = 0.028$, $\sigma_k = 4500m^{-1}$), la longueur optique, l_0 , est égale à $0.03 m$. Pour $U_x = 0.5 m.s^{-1}$, la somme des flux de chaleur convectif et radiatif est positive. Le refroidissement des particules est moins important dans la cas où $U_x = 0.5 m.s^{-1}$, ce qui conduira à une propagation plus intense. La convection joue un rôle prépondérant dans l'alimentation en oxygène, qui sans sa présence la combustion en phase gazeuse ne pourra pas avoir lieu. Dans la phase d'allumage, la contribution thermochimique est nulle car le processus de combustion des résidus carbonneux n'a pas encore eu lieu. Les processus de pyrolyse et de vaporisation se produisent sous l'effet de l'énergie d'allumage imposée initialement.

Le taux de brûlage du combustible, déterminé comme étant le rapport de la masse de combustible à un instant t donné sur la masse initiale de combustible, est présenté dans la figure 6.6 pour les vitesses de soufflage de $0.5 m.s^{-1}$, $0.75 m.s^{-1}$ et $1.00 m.s^{-1}$. Il est clair que le taux de brûlage est directement lié à la vitesse de propagation de la pyrolyse et d'oxydation du résidu carbonneux. Il est inversement proportionnel à la vitesse de propagation, (figure 6.6).

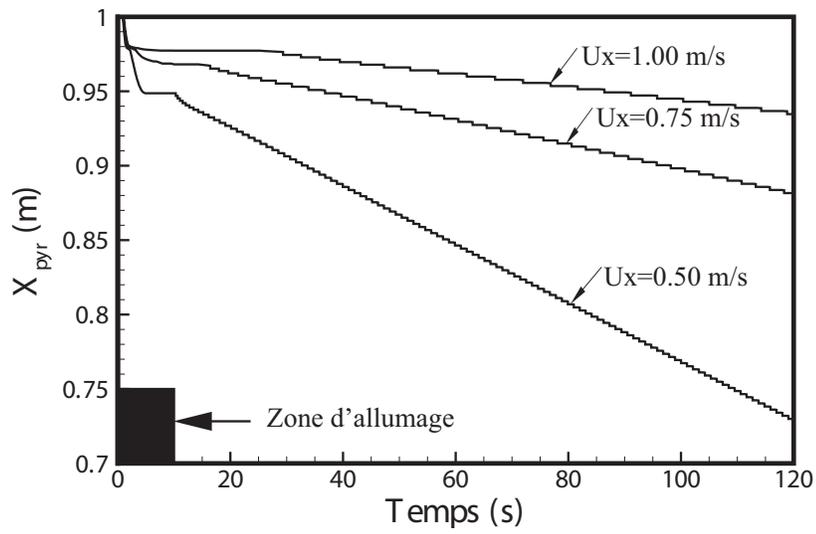


FIG. 6.2 – Evolution du front de pyrolyse en fonction du temps.

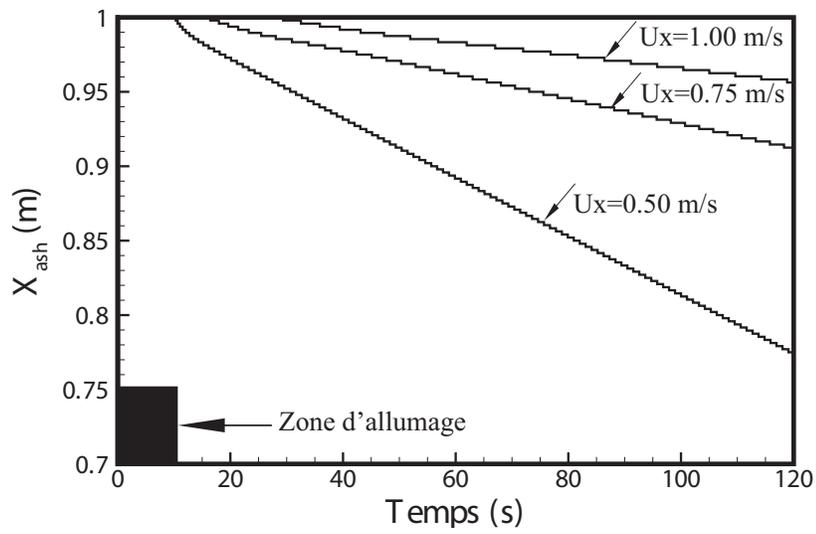


FIG. 6.3 – Evolution du front d'oxydation en fonction du temps.

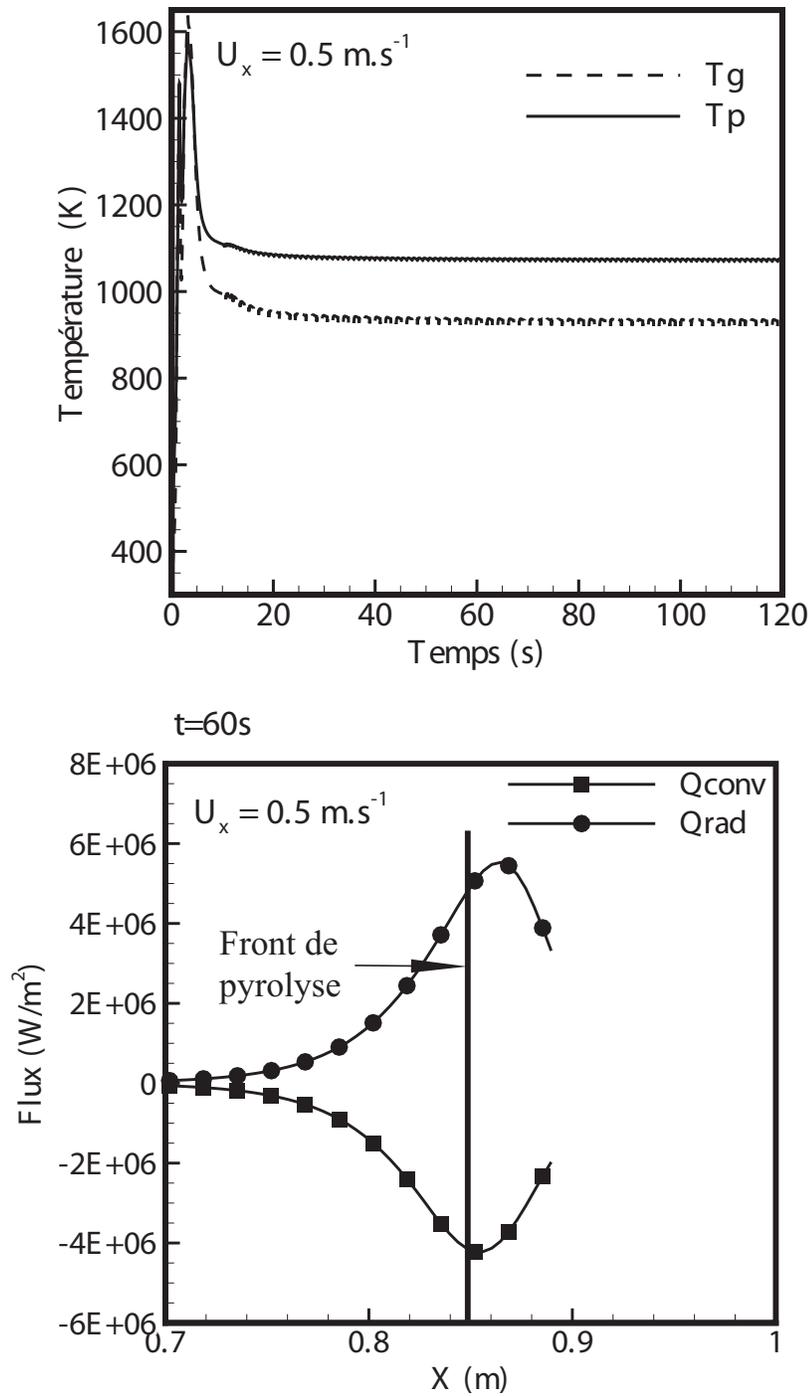


FIG. 6.4 – Profils de température de la phase solide et de la phase gazeuse en fonction du temps et des flux de chaleur reçus par les particules du lit au temps $t = 60 \text{ s}$.

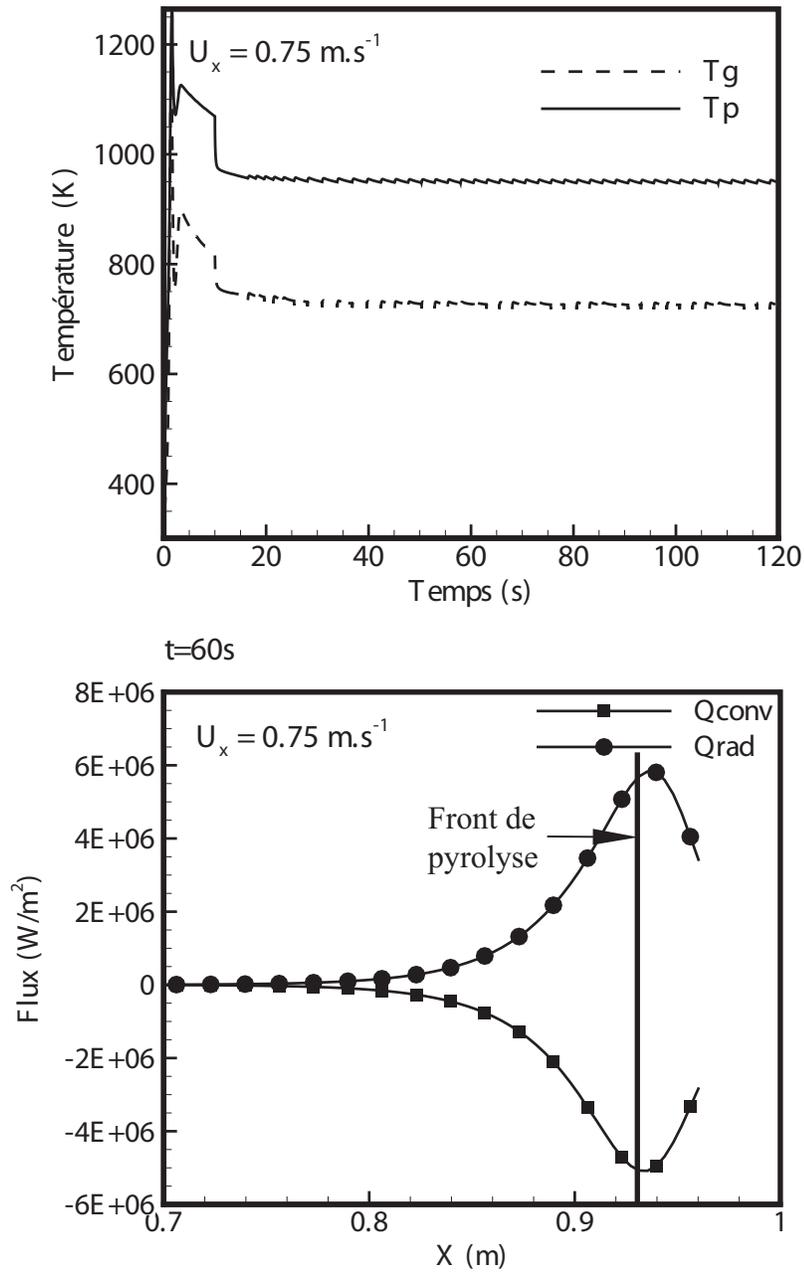


FIG. 6.5 – Profils de température de la phase solide et de la phase gazeuse en fonction du temps et des flux de chaleur reçus par les particules du lit au temps $t = 60 \text{ s}$.

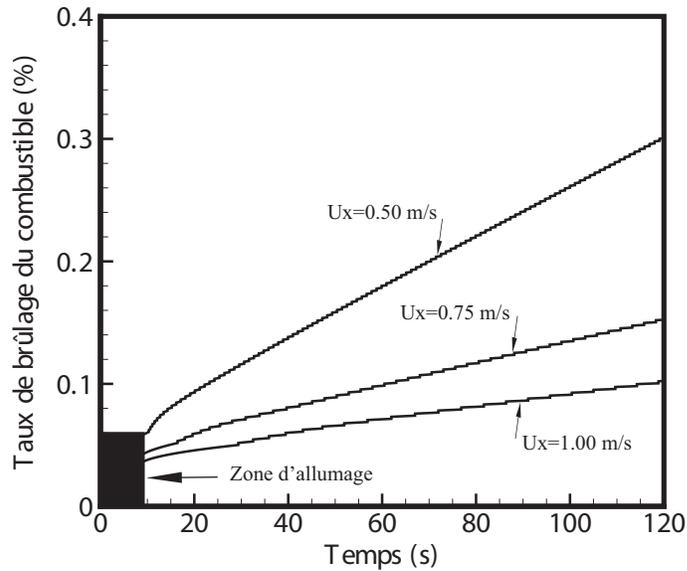


FIG. 6.6 – Evolution du taux de brûlage du combustible en fonction du temps pour différentes vitesses de soufflage.

6.2 Effet de la vitesse de soufflage sur la propagation

On étudie d'une part l'influence du refroidissement des particules sur la vitesse de propagation, et d'autre part la consommation d'oxygène dans la phase gazeuse, en faisant varier la vitesse de soufflage. Sur la figure 6.7, on observe un maximum de vitesse de propagation de 8.5 mm.s^{-1} qui correspond à une vitesse débitante critique d'entrée de 20 cm.s^{-1} . Pour les vitesses débitantes inférieures à la vitesse critique, la vitesse de propagation décroît jusqu'à l'arrêt de la propagation à environ 4 mm.s^{-1} . Il y a insuffisance d'oxygène pour générer de la chaleur à travers l'oxydation du résidu carbonneux. Dans cette zone le régime est sous-oxygéné.

Au delà de la vitesse critique, la vitesse de propagation décroît. On se trouve dans un régime suroxygéné. Ajouter de l'oxygène au travers le débit d'air d'entrée n'augmente pas l'énergie libérée par les réactions de la phase gazeuse, cela par contre, a un effet de diminuer la température du gaz et par conséquent la vitesse de propagation du feu diminue.

Pour les vitesses débitantes limites inférieure (10 cm.s^{-1}) et supérieure (100 cm.s^{-1}), le feu ne se propage pas. Pour la limite inférieure, il y a une insuffisance d'oxygène et pour la limite supérieure, le combustible est trop refroidi par convection.

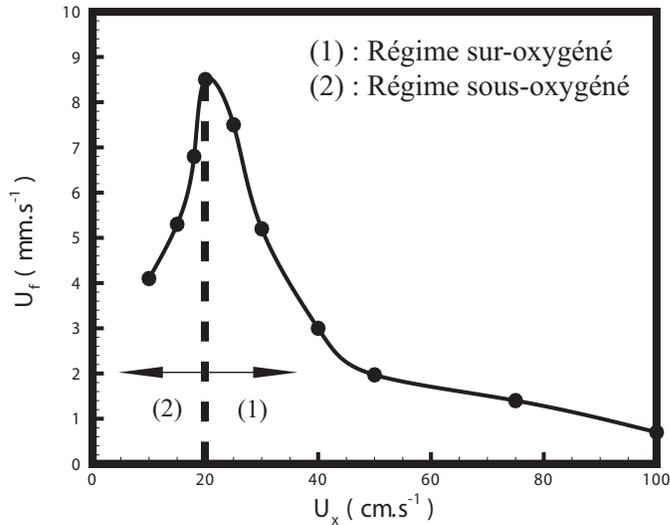


FIG. 6.7 – Evolution de la vitesse de propagation en fonction de la vitesse de soufflage.

6.3 Influence de la charge en combustible du lit sur la propagation

Pour étudier l'influence de la charge initiale en combustible qui représente la phase solide sur le comportement du feu, nous avons tracé les vitesses de propagation du front de pyrolyse pour les charges en combustible variant entre 5 kg.m^{-3} et 30 kg.m^{-3} . La vitesse de soufflage de référence de 0.5 m.s^{-1} et le rapport surface sur le volume de la particule de 4500 m^{-1} sont considérées. Sur la figure 6.8, on montre l'évolution du front de pyrolyse en fonction de la charge. A partir de l'évolution du front de pyrolyse et quand le régime stationnaire est atteint, on a calculé les vitesses de propagation correspondante à chaque charge. Les vitesses calculées sont par la suite tracées sur la figure 6.10. Pour des valeurs de la charge initiale

en combustible plus élevées, la propagation s'effectue à une vitesse plus faible. Elle est égale à 1.24 mm.s^{-1} pour la charge de 30 kg.m^{-3} . L'analyse de la propagation du front d'oxydation des résidus charbonneux, (figure 6.9), montre pour les charges considérées, qu'on se trouve dans le régime sur-oxygéné car l'excès d'oxygène dans le débit d'air d'entrée permet l'oxydation des résidus charbonneux. Le régime stationnaire pour la combustion des résidus charbonneux est atteint presque au même temps que la pyrolyse pour toute les charges. A partir des courbes de propagation ($X_{pyr}=X_{pyr}(t)$ et $X_{ash}=X_{ash}(t)$) du front de pyrolyse et du front d'oxydation la largeur du front de feu peut être déterminée. Elle diminue avec la charge.

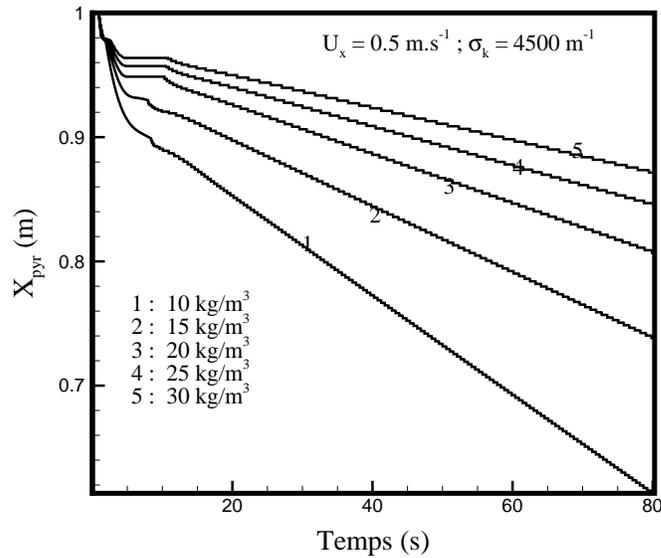


FIG. 6.8 – Evolution du front de pyrolyse en fonction du temps pour différentes charges en combustible.

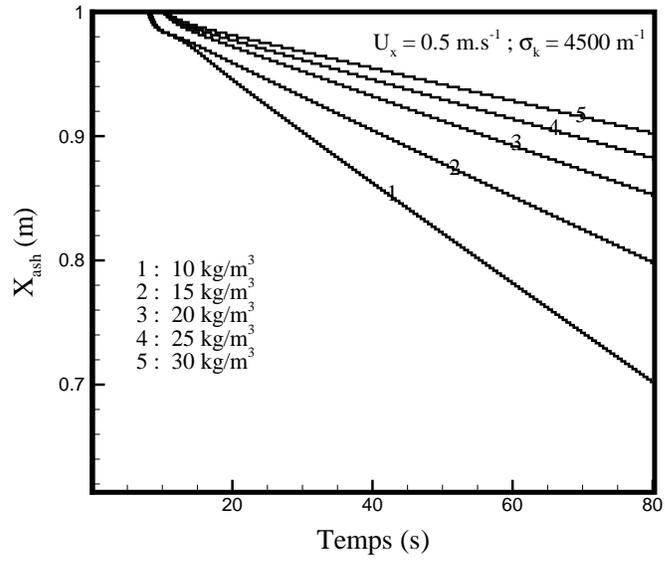


FIG. 6.9 – Evolution du front d'oxydation en fonction du temps pour différentes charges en combustible.

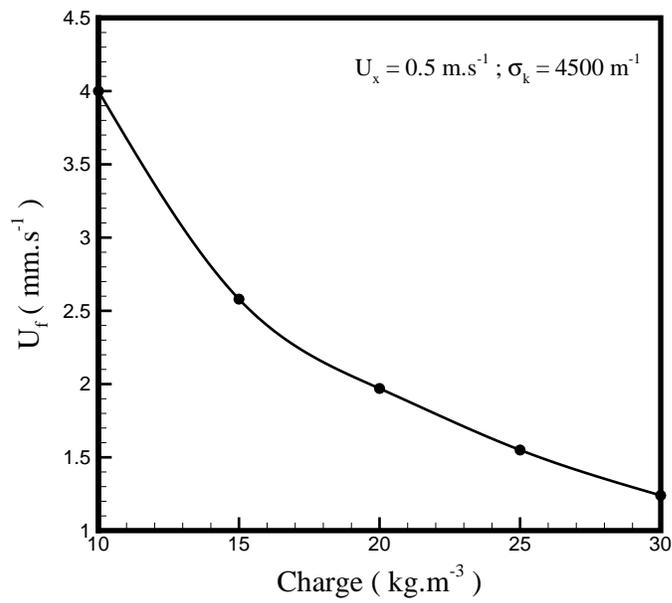


FIG. 6.10 – Evolution de la vitesse de propagation en fonction de la charge en combustible.

6.4 Effet de la surface spécifique, σ_k , de la particule sur la propagation

Les figures 6.11, 6.12 et 6.13 représentent les évolutions de la vitesse de propagation du front de feu, de l'épaisseur optique, l_0 , et de la largeur du front en fonction de la surface spécifique de la particule σ_k pour la valeur de la vitesse débitante $U_x = 0.5 \text{ m.s}^{-1}$ et pour une charge en combustible de 20 kg.m^{-3} . La surface spécifique définie comme étant le rapport de la surface de la particule sur son volume. Si on considère une particule de géométrie sphérique, ce rapport est égal à $6/d_p$, d_p est le diamètre de la particule. Il est inversement proportionnel au diamètre de la particule. On observe clairement que quand σ_k augmente (diamètre de la particule diminue), la pénétration de l'onde optique diminue. La pénétration optique dans le lit végétal détermine la largeur du lit que chauffe le flux radiatif. La contribution radiative de la flamme sur le lit augmente avec l'augmentation du diamètre de la particule. La vitesse de propagation du front de flamme est directement liée à l'épaisseur optique.

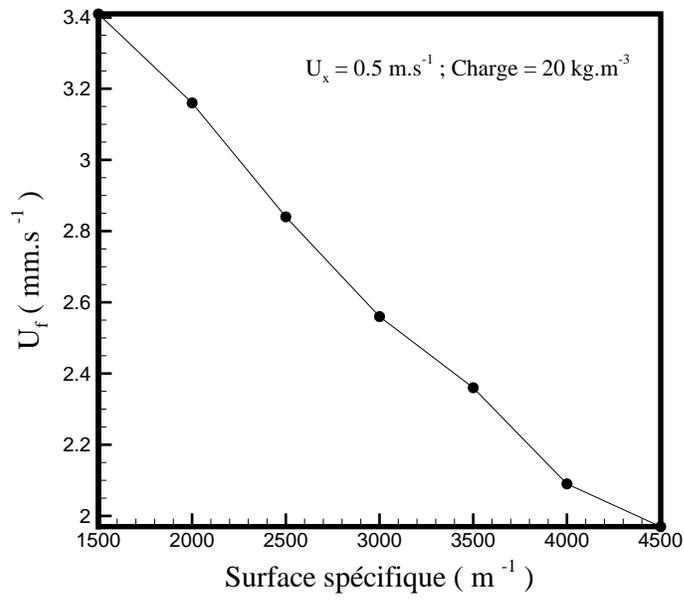


FIG. 6.11 – Evolution de la vitesse de propagation en fonction de la surface spécifique de la particule.

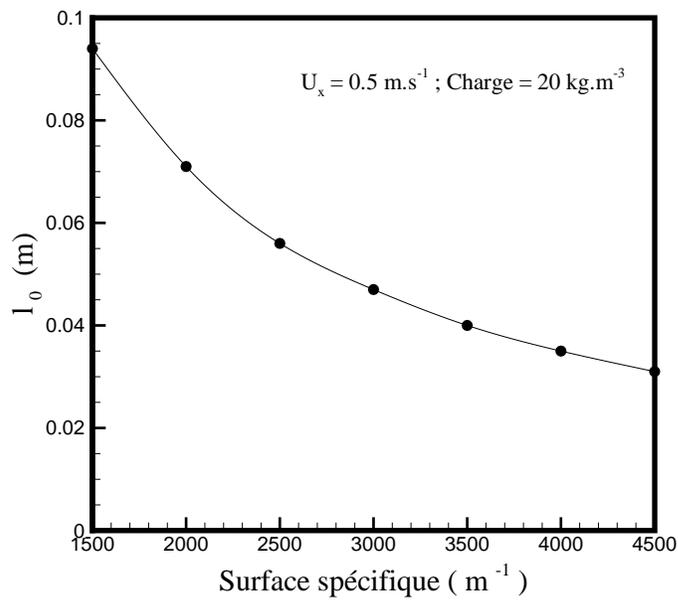


FIG. 6.12 – Evolution de la longueur optique en fonction de la surface spécifique de la particule.

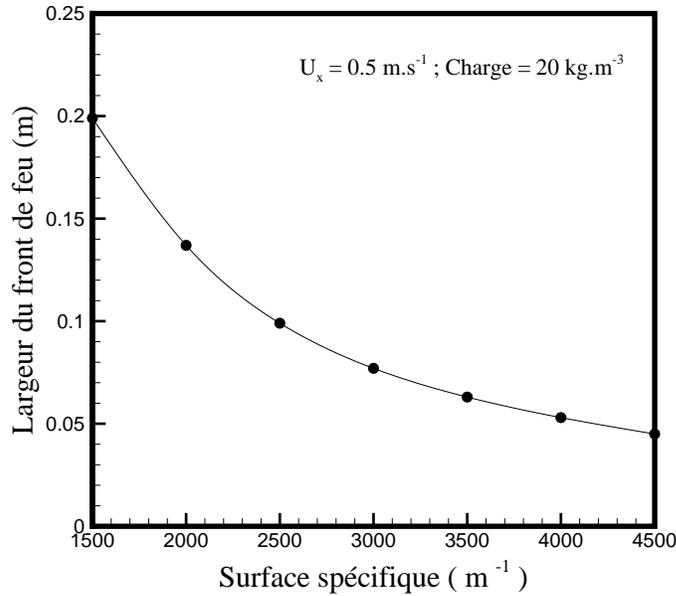


FIG. 6.13 – Evolution de la largeur du front de feu en fonction de la surface spécifique de la particule.

6.5 Effet de α_{rc} sur la propagation

Le paramètre, α_{rc} , est le pourcentage d'énergie issue de l'oxydation des résidus carbonneux qui va être retocédé aux particules, le reste de cette énergie est attribué au gaz. Il est pris égale à 0.8 pour toutes les simulations précédentes.

La figure 6.14 montre l'évolution de X_{pyr} en fonction du temps pour différentes valeurs de α_{rc} . Notons que les trajectoires du front de pyrolyse présentent des profils pratiquement identiques quand le régime stationnaire est atteint pour toutes les valeurs du paramètre de redistribution énergétique α_{rc} .

On montre dans la figure 6.15, le profil de la vitesse de propagation en fonction de α_{rc} pour une vitesse débitante $U_x = 0.5 \text{ m.s}^{-1}$ et une charge en combustible de 20 kg.m^{-3} . Comme le montre cette figure, ce paramètre n'a que peu d'influence sur la vitesse de propagation du feu dans le lit végétal considéré.

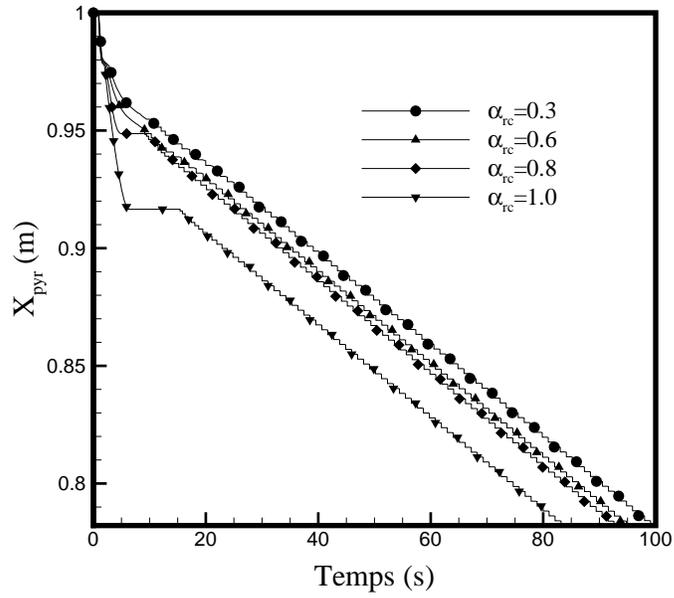


FIG. 6.14 – Evolution du front de pyrolyse en fonction du temps pour différentes valeurs de α_{rc} .

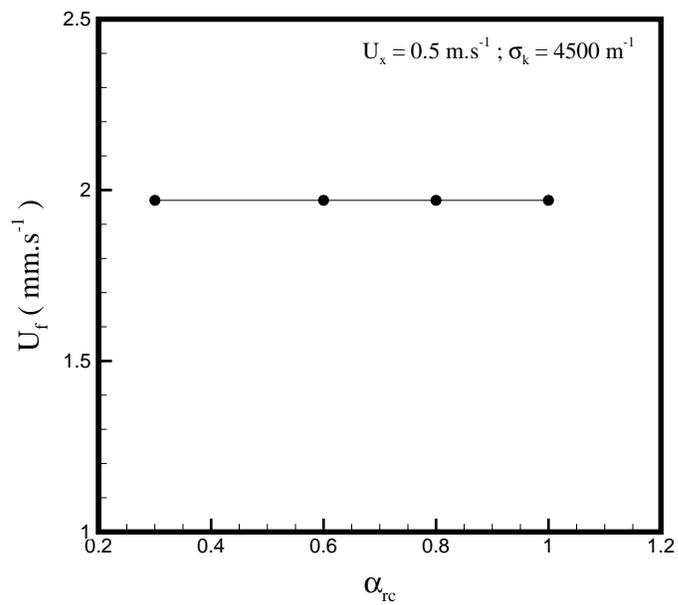


FIG. 6.15 – Evolution de la vitesse de propagation en fonction de α_{rc} .

Chapitre 7

Conclusions et Perspectives

7.1 Conclusions

Le travail présenté dans ce manuscrit concerne d'une part, la description des processus physico-chimiques de la dégradation thermique des matériaux cellulosiques et d'autre part, la description de la propagation d'un feu de végétation typique de l'écosystème Méditerranéen. Une attention particulière a été portée à l'étude de la dégradation thermique des matériaux thermiquement épais.

Un modèle simplifié de dégradation thermique des particules végétales en régime thermiquement épais est développé [132, 133, 134, 135]. Il inclut les processus de séchage, de pyrolyse et d'oxydation du résidu carbonneux. Les résultats obtenus sont en bon accord avec les résultats expérimentaux disponibles dans la littérature. Le modèle est appliqué pour vérifier la validité de l'hypothèse thermiquement fine, souvent utilisée lors du développement de modèles de comportement des feux de végétation. Les conclusions suivantes peuvent être tirées :

1. Pour un flux de chaleur radiatif donné, la teneur en humidité initiale n'affecte pas la taille limite de la particule permettant de considérer la pyrolyse en régime thermiquement fin. Ce résultat dépend de l'énergie d'activation de pyrolyse, car les processus de séchage et de pyrolyse peuvent se superposer même en régime thermiquement fin pour cer-

taines énergies d'activation ;

2. La géométrie a un effet significatif sur la taille limite pour la pyrolyse en régime thermiquement fin. Pour un flux radiatif donné, les résultats montrent que la transition entre les régimes thermiquement fin et thermiquement épais se produit pour la même valeur du rapport surface sur volume de la particule. Ce rapport appelé surface spécifique conduit à la détermination des longueurs caractéristiques correspondantes, qu'il s'agisse de particules planes, sphériques ou cylindriques ;
3. Pour les deux dernières affirmations, un nombre de Biot peut être défini par la relation (7.1) et la transition se produit quand ce nombre est égal à 0.1 quelle que soit la géométrie de la particule. Le nombre de Biot est donné par :

$$Bi = \frac{\varepsilon_w \dot{Q}_{ext}}{\sigma_p \lambda_w \Delta T} \quad (7.1)$$

4. La plage de validité de l'hypothèse de pyrolyse thermiquement fine dans les modèles de comportement des feux de végétation est plus limitée quand le transfert de chaleur de la flamme au lit du combustible umbrûlé est élevé. La longueur caractéristique pour laquelle la transition se produit est déterminée en fonction du flux de chaleur radiatif provenant de la flamme ;
5. Les résultats suggèrent que la pyrolyse est cinétiquement contrôlée pour les particules fines qui sont responsables de la propagation du feu. Quand la taille de la particule augmente, le temps caractéristique de la diffusion thermique devient petit et la pyrolyse devient progressivement contrôlée par la diffusion thermique. Pour un temps de diffusion thermique faible, le front de pyrolyse peut être approché par un front infiniment fin séparant la couche de résidu carbonneux du bois vierge ;
6. La comparaison des résultats obtenus par notre modèle aux résultats

expérimentaux sur le comportement des brandons montre que le modèle développé peut être utilisé pour décrire le processus de combustion des brandons.

Pour décrire la propagation d'un feu, un modèle multiphasique qui repose sur les mécanismes de base qui expliquent la propagation du feu dans un milieu végétal hétérogène est développé. Le milieu végétal hétérogène est constitué de deux phases, une phase gazeuse et une phase solide composée de plusieurs classes, chacune d'elles étant constituée de particules possédant les mêmes propriétés géométriques et physico-chimiques. La dynamique des gaz, les processus de séchage, de pyrolyse des particules et l'oxydation des résidus carbonneux en phase solide ainsi que la combustion en phase gazeuse sont prise en compte.

Les transferts de chaleur par conduction, convection et rayonnement sont introduits. Le transfert radiatif est décrit au travers d'un développement d'une équation spécifique aux milieux multiphasiques semi-transparentes. Les propriétés radiatives de la phase gazeuse, qui peut contenir des produits de combustion et des suies ont été évaluées au travers de la prédiction de la formation et de l'évolution des particules de suies. Le sous-modèle de prédiction de suies utilisé, suppose que leur formation résulte essentiellement de la pyrolyse du combustible solide. En ce qui concerne les processus de dégradation thermique de la phase solide, les pertes de masse sont déduites au travers des lois de type Arrhenius du premier ordre. Les constantes thermocinétiques de ces lois sont extraites d'analyses thermogravimétriques.

Un système d'équations de transport de masse, de quantité de mouvement et d'énergie est obtenu pour chaque phase. Un premier problème important dans le système est sa fermeture qui demande des données, des hypothèses et des sous modèles. Au sein de l'écoulement, le fort couplage est donc décrit à l'aide des termes de transferts de masse, de quantité de mouvement et d'énergie entre la phase gazeuse et la phase solide. La turbulence de la phase gazeuse est modélisée en utilisant le modèle $k-\epsilon$

basé sur la théorie des groupes de renormalisation. Son interaction avec la combustion est décrite par le modèle "EDC" qui suppose une chimie infiniment rapide et un taux de réaction local contrôlé par les structures tourbillonnaires de petite échelle. La formation et l'évolution des particules de suies sont décrites par la densité des particules (nombre densité) et la fraction volumique des suies. Chacune de ces variables obéit à une équation de transport, prenant en compte les processus de nucléation, de croissance de surface, de coagulation et d'oxydation. Il est important de souligner que l'efficacité de cette approche dépend essentiellement des sous-modèles spécifiquement adaptés à la propagation du feu.

La méthode des volumes finis est utilisée pour résoudre les équations de transport de la phase gazeuse et de la phase solide. Les flux convectifs sont approchés en utilisant un schéma d'ordre élevé couplé à une approche de type limiteur de flux. Le couplage vitesse pression est assuré par la méthode des projections

Des simulations à une dimension d'espace sur un lit végétal, constitué d'une phase gazeuse et d'une phase solide composée d'une classe, ont été effectuées pour montrer les potentialités de l'approche et en particulier de voir comment le mécanisme de base, qui est le processus de dégradation thermique en régime thermiquement épais, intervient sur la propagation du feu. Dans ces simulations, on a pu mettre en évidence, pour des configurations données et une vitesse débitante fixe, le transfert d'énergie qui joue un rôle prépondérant.

Ce type d'exploitation à une dimension d'espace est assez éloigné de la réalité des feux de végétations où les forces de flottabilités peuvent jouer un rôle déterminant dans la mise en mouvement des gaz et donc dans l'alimentation de la litière en oxygène.

7.2 Perspectives

La présente étude offre pour la suite de nombreuses perspectives : L'une d'elle est de développer les calculs à 2 voir 3 dimensions d'espace. Cela permettra de mieux comprendre les interactions entre les divers mécanismes. De plus les expériences effectuées sont tri-dimensionnelles et une validation du modèle nécessite le développement d'un code 3D. Dans la plupart des modèles de propagation, le temps calcul est un facteur pénalisant, donc l'un des axes de recherche à considérer, est l'amélioration des méthodes numériques, qui nous permettent d'une part, une augmentation de la précision dans les prédictions et d'autre part, une réduction des temps calculs. Ce modèle peut être amélioré par la prise en compte de la physique intervenant dans les processus des divers mécanismes impliqués dans le feu.

Bibliographie

- [1] Di Blasi C., Branca C., Santoro C. and Gonzalez Hernandez E. Pyrolytic behaviour and products of some wood varieties. *Combust. and Flame*, Vol. 124, pages 165–177, 2001.
- [2] Pastor E., Zarate L., Planas E. and Arnaldos J. Mathematical models and calculation systems for study of wildland fire behaviour. *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 29, pages 139–153, 2003.
- [3] Pagni J. and Peterson G. Flame spread through porous fuels. In *Fourth Symp.(International) on Combustion*, pages 1099–1107. USDA Forest Service, Washington DC Pittsburgh : The Combustion Institute, 1973.
- [4] Di Blasi C. Modeling and simulation of combustion processes of charring and non charring solid fuels. *Prog. Energy. Combust. Sci.*, Vol. 19, pages 71–104, 1993.
- [5] Saastamoinen J. and Richard J.R. Simultaneous drying and pyrolysis of solid fuel particles. *Combust. and Flame*, Vol. 106, pages 288–300, 1996.
- [6] Spearpoint M.J., Quintiere J.G. Predicting the burning of wood using an integral model. *Combust. and Flame*, Vol. 123, pages 308–324, 2000.
- [7] Bryden K.M., Ragland K.W. and Rutland C.J. Modelling thermally thick pyrolysis of wood. *Biomass and Bioenergy*, Vol. 22, pages 41–53, 2002.

- [8] Galgano A. and Di Blasi C. Modelling the propagation of drying and decomposition fronts in wood. *Combust. and Flame*, Vol. 139, pages 16–27, (2004).
- [9] Kanury M.A. and Blackshear P.J. Some considerations pertaining to problem of wood burning. *Combust. Sci. Technol*, Vol. 1, pages 339–356, 1970.
- [10] Roberts A.F. A review of kinetics data for the pyrolysis of wood and related substances. *Combust. and Flame*, Vol. 14, pages 261–272, 1970.
- [11] Ramiah M.V. Thermogravimetric and differential thermal analysis of cellulose, hemicellulose, and lignin. *J. App. Polym. Sci.*, Vol. 14, pages 1323–1337, 1970.
- [12] Agrawal R.K. Kinetics of reaction involved in porolysis of cellulose, 1. the three reactions model. *Can. J. Chem. Eng.*, Vol. 66, pages 403–412, 1988.
- [13] Scott D.S., Piskorz J., Bergougnou M.A., Graham R. and Overend R.P. The role of temperature in the fast pyrolysis of cellulose and wood. *Ind. Eng. Chem. Res.*, Vol. 27, pages 8–15, 1988.
- [14] Kanury M.A. Thermal decomposition kinetics of wood pyrolysis. *Combust. and Flame*, Vol. 18, pages 75–83, 1972.
- [15] Roberts A.F. Problems associated with the theoretical analysis of the burning of wood. In *Thirteenth Symp.(International) on Combustion*, pages 893–901. The Combustion Institute, Pittsburgh, 1971.
- [16] Lee C.K., Chaiken R.F. and Singer J.M. Charring pyrolysis of wood in fires by laser simulation. In *Sixteenth Symp.(International) on Combustion*, pages 1459–1469. The Combustion Institute, Pittsburgh, 1977.
- [17] Shafizadeh F. In *The Chemistry of Solid Wood*, (R. Rowell Ed.), pages 489–529. Advances in Chemistry Series 207, American Chemical Society, Washington D.C., 1984.

- [18] Shafizadeh F. In *Wood and Agricultural Residues*, (J. Soltes Eds.), page 415. Academic Press, 1983.
- [19] Gullet B.K. and Smith P. Thermogravimetric study of the decomposition of pelletized cellulose at 315c-800c. *Combust. and Flame*, Vol. 67, pages 143–151, 1987.
- [20] Barooah J.N. and Long V.D. Rates of thermal decomposition of some carbonaceous materials in a fluidized bed. *Fuel*, Vol. 55, pages 116–120, 1976.
- [21] Min K. Vapor-phase thermal analysis of pyrolysis products from cellulosic materials. *Combust. and Flame*, Vol. 30, pages 285–294, 1977.
- [22] Nolan P.F., Brown D.J. and Rothwell E. In *Fourth Symp.(International) on Combustion*, pages 1143–1150. The Combustion Institute, Pittsburgh, 1973.
- [23] Kanury M.A. and Blackshear P.J. *Pyrodynamics*, Vol. 4, page 285, 1966.
- [24] Nunn T.R., Howard J.B., Longwell J.P. and Peters W.A. Product compositions and kinetics in the rapid pyrolysis of sweet gum hardwood. *Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev.*, Vol. 24, pages 836–844, 1985.
- [25] Samolada M.C. and Vasalos I.A. A kinetic approach to the flash pyrolysis of biomass in fluidized bed reactor. *Fuel*, Vol. 70, pages 883–889, 1991.
- [26] Hajaligol M.R., Howard J.B., Longwell J.P. and Peters W.A. Product compositions and kinetics for rapid pyrolysis of cellulose. *Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev.*, Vol. 21, pages 457–465, 1982.
- [27] Funazukurl T., Hudgins R.R. and Silverston P.L. *Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev.*, Vol. 25, page 172, 1986.
- [28] Avni E., Gouglin R.W., Solomon P.R. and King H.H. Mathematical modelling of lignin pyrolysis. *Fuel*, Vol. 64, pages 1495–1501, 1985.

- [29] Nunn T.R., Howard J.B., Longwell J.P. and Peters W.A. *Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev.*, Vol. 24, page 844, 1985.
- [30] Kilzer F.J. and Broido A. Speculation on the nature of cellulose pyrolysis. *Pyrolytics*, Vol. 2, pages 151–163, 1965.
- [31] Broido A. and Nelson M.A. Char yield in pyrolysis of cellulose. *Combust. and Flame*, Vol. 24, pages 263–268, 1975.
- [32] Bradbury A.G.W., Sakai Y., Shafizadeh F. A kinetic model for pyrolysis of cellulose. *J. App. Polym. Sci.*, Vol. 23, pages 3271–3280, 1979.
- [33] Antal M.J. Biomass pyrolysis : A review of the literature part ii lignocellulose pyrolysis. In *Advances in Solar Energy*, (Boer, K.W. and Duffie J.A. Eds), pages 175–255. American Solar Energy Society, Inc. :Boulder, CO, Vol. 2, 1985.
- [34] Koufopoulos C.A., Maschio G. and Lucchisi A. *Can. J. Chem. Eng.*, Vol. 67, page 75, 1989.
- [35] Alves S.S., J.L. Figueiredo. *J. Analyt. Appl. Pyrolysis*, Vol. 13, page 123, (1988).
- [36] Roberts A.F. The heat of reaction during the pyrolysis of wood. *Combust. and Flame*, Vol. 17, pages 79–86, 1971.
- [37] Koufopoulos C.A., Papayannakos N., Maschio G. and Lucchisi A. Modeling the pyrolysis of biomass particles : Studies on kinetics, thermal and heat transfer effects. *Can. J. Chem. Eng.*, Vol. 69, pages 907–915, 1991.
- [38] Chan W.R., Kelbon M., and Krieger-Brockett B. Single-particle biomass pyrolysis : Correlation of reaction products with process conditions. *Ind. Eng. Chem. Res.*, Vol. 27, page 2261, 1988.
- [39] Ohlemiller T.J., Kashiwagi T. and Werber K. Wood gasification at fire level heat fluxes. *Combust. and Flame*, Vol. 69, pages 155–170, 1987.

- [40] Kashiwagi T., Ohlemiller T.J. and Werber K. Effects of external radiant flux and ambient oxygen concentration on nonflaming gasification rates and evolved products of white pine. *Combust. and Flame*, Vol. 69, pages 331–345, 1987.
- [41] Chan W.R., Kelbon M., and Krieger-Brockett B. Modeling and experimental verification of physical and chemical processes during pyrolysis of a large biomass particle. *Fuel*, Vol. 64, pages 1505–1513, 1985.
- [42] Kung H. A mathematical model of wood pyrolysis. *Combust. and Flame*, Vol. 18, pages 185–195, 1972.
- [43] Kansa E.J., Perlee H.E. and Chaiken R.F. Mathematical model of wood pyrolysis including internal forced convection. *Combust. and Flame*, Vol. 29, pages 311–324, 1977.
- [44] Villermaux J., Antoine B., Lede J. and Soullignac F. A new model for thermal volatilization of solid particles undergoing fast pyrolysis. *Chem. Eng. Sci.*, Vol. 41, pages 151–157, 1986.
- [45] Miller C.A., and Ramshalli N.R. Theoretical heterogeneous model of wood pyrolysis. *Combust. Sci. Technol.*, Vol. 46, pages 249–265, 1986.
- [46] Vichman I.S. and Atreya A. A simplified model for the pyrolysis of charring materials. *Combust. and Flame*, Vol. 68, pages 231–247, 1987.
- [47] Panton R.L. and Rittmann J.G. Pyrolysis of a slab of porous material. In *Thirteenth Symp.(International) on Combustion*, pages 881–891. The Combustion Institute, Pittsburgh PA, 1971.
- [48] Curtis L.J. and Miller D.J. Transfer model with radiation heat transfer for rapid cellulose pyrolysis. *Ind. Eng. Chem. Res.*, Vol. 27, pages 1775–1783, 1988.
- [49] Di Blasi C., Crescitelli S., Russo G. and Maglione A. Phase change and combustion simulation. In *Advances Computational Methods in*

- Heat Transfer, Vol 3, (Wrobel L. C. Brebbia C.A. and Novak A.J. Eds). Comp. Mech. Publ. and Springer, Vol. 209, 1990.*
- [50] Alves S.S., J.L. Figueiredo. A model for pyrolysis of wet wood. *Chem. Eng. Sci., Vol. 44*, pages 2861–2869, (1989).
- [51] Di Blasi C. Analysis of convection and secondary reaction effects within porous solid fuels undergoing pyrolysis. *Combust. Sci. Technol., Vol. 90*, pages 315–340, 1993.
- [52] Di Blasi C. and Russo G. Modelling of transport phenomena and kinetics of biomass pyrolysis. In *Proc. of the International conference on Advances in Thermochemical Biomass conversion, (Bridgwater A. V. Eds)*, pages 906–921. Blackie A&P, London, 1994.
- [53] Shafizadeh F. and Chin P.P.S. Thermal deterioration of wood. *ACS. Symp. Ser., Vol. 43*, pages 57–81, 1977.
- [54] Bryden K.M. *Computational Modeling of Wood Combustion*. Ph.D Thesis, University of Wisconsin-Madison, WI, 1998.
- [55] Miller R.S., and Bellan J. A generalized biomass pyrolysis model based on superimposed cellulose, hemicellulose and lignin kinetics. *Paper 96F-057, Western States Section of the Combustion Institute*, 1996.
- [56] Atreya A. *Pyrolysis, Ignition and Flame Spread on Horizontal surfaces of Wood*. Ph.D Thesis, Harvard University, Cambridge, MA, 1983.
- [57] Browne F.L. Theories of the combustion of wood and its control. FPL 2136, USDA Forest Products laboratory, Madison, WI, 1958.
- [58] Catchpole T. and De Mestre N. Physical models for a spreading line fire. *Aust. For., Vol. 49(2)*, pages 102–111, 1986.
- [59] Weber R.O. Modeling fire spread through fuel beds. *Prog. Energy Combust. Sci., Vol. 17*, pages 62–82, 1991.

- [60] Perry G.L.W. Current approaches to modelling the spread of wildland fire : a review. *Prog. Phys. Geogr.*, Vol. 22(2), pages 222–245, 1998.
- [61] Nobel I.R. and Bary G.A.V. Mc arthur’s fire danger meters expressed as equations. *Aust. J. Ecol.*, Vol. 5, pages 201–203, 1980.
- [62] Frandsen W.H. Fire spread through porous fuels from the conservation of energy. *Combust. and Flame*, Vol. 16, pages 9–16, 1971.
- [63] Rothermel R.C. A mathematical model for predicting fire spread in wildland fuels. *Forest Service USDA Res. Pap. INT-115*, 1972.
- [64] Fons W.L. Analysis of fire spread in light forest fuels. *J.Agric. Res.* Vol. 72(3), pages 93–121, 1946.
- [65] Albini F.A. A model for fire spread in wildland fuels by radiation. *Combust. Sci. Technol.*, Vol. 42, pages 229–258, 1985.
- [66] Albini F.A. Wildland fire spread by radiation, a model including fuel cooling by convection. *Combust. Sci. Technol.*, Vol. 45, pages 101–113, 1986.
- [67] Thomas P.H. Some aspects of the growth and spread of fires in the open. *Forestry.*, Vol. 40, pages 139–164, 1967.
- [68] Cekirge H.M. Propagation of fire fronts in forest. *Comput. Math. appl.*, Vol. 4, pages 325–332, 1978.
- [69] Fujii N., Hasegawa J., Phallop L. and Sakawa Y. A nonstationary model of spreading. *Appl. Math. Model*, Vol. 41, pages 76–180, 1980.
- [70] Weber R.O. Analytical models for fire spread due to radiation. *Combust. and Flame*, Vol. 78, pages 398–408, 1989.
- [71] Grishin A.M. *Mathematical modelling of forest fires and new methods of fighting them.* edited by F.A Albini by Publishing House of the Tomsk University, Tomsk, Russia, 1997.
- [72] Dupuy J.L. *Mieux comprendre et prédire la propagation des feux de forêts : expérimentation, tests et modèles de propagation.* Ph.D

- Thesis, University Claude Bernard, Lyon I, Centre National de Recherche Scientifique Villeurbanne, 1997.
- [73] Larini M., Giroud F., Porterie B. and Loraud J.C. A multiphase formulation for fire propagation in heterogeneous combustion media. *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 41(6/7), pages 881–897, 1998.
- [74] Margerit J. and Sero-Guillaume O. Modelling forest fires. *Inflame Internal Report*, 1999.
- [75] Porterie B., Morvan D., Loraud J.C. and Larini M. Firespread through fuels beds : Modelling of wind-aided fires and induced hydrodynamics. *Physics of Fluids*, Vol. 12, pages 1762–1782, 2000.
- [76] Porterie B., Loraud J.C., Bellemare L.O. and Consalvi J.L. A physically based model of the onset of crowning. *Combustion Science and Technology*, Vol. 175, pages 1109–1141, 2003.
- [77] Bruch C., Peters B. and Nussbaumer T. Modelling wood combustion under fixed bed conditions. *Fuel*, Vol. 82, pages 729–738, 2003.
- [78] Thunman H., Leckner B. and Niklasson F. Combustion of wood particles-a particle model for eulerian calculations. *Combust. and Flame*, Vol. 129, pages 30–46, 2002.
- [79] Di Blasi C., Gonzalez Hernandez E. and Santoro A. Radiative pyrolysis of single moist wood particles. *Ind. Eng. Chem. Res.* 39, pages 873–882, 2000.
- [80] Mulcahy M.F.R. and Smith I.W. Kinetics of combustion of pulverized fuels : a review of theory and experiment. *Revue of pure and applied chem.*, vol 19, pages 81–106., 1969.
- [81] Frossling N. Uber die verunstung fallender tropfen. *Gerlands Beitr. Geophys.*, 52, pages 170–216., 1938.
- [82] Kee R.J., Rupley F.M. and Miller J.A. Chemkin-ii : A fortran chemical kinetics package for the analysis of gas phase chemical kinetics. *Sandia National Lab. Rept SAND89-8009B, UC-709, Albuquerque, NM*, 1993.

- [83] Patankar S.V. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Mc Graw Hill Editions. Londres, 1980.
- [84] Doormall J.V. and Raithby G. Enhancements of the simple method for predicting incompressible fluid flows. *Numerical Heat Transf.*, Vol. 7, pages 147–168, 1984.
- [85] Parker W.J. Prediction of the heat release rate of douglas fir . *Proceedings of the 2nd Int. Symp. On Fire Safety Science*, pages 337–346, 1989.
- [86] Di Blasi C. Processes of flames spreading over the surface of charring fuels : effects of the solid thickness. *Combust. and Flame*, Vol. 97, pages 225–239, 1994.
- [87] Giroud F. and Picard C. Fire tunnel experiments. *Technical Report, CEREN*, 2003.
- [88] Muraszew A., Fedele J.B. and Kuby W.C. Firebrand investigation. *Aerospace Rep. ATR-75(7470)-1, The Aerospace Corp., El Segundo, Calif*, 1975.
- [89] Tse S. D. and Fernandez-Pello A.C. On the flight paths of metal particles and embers generated by power lines in high winds-a potential source of wildland fires. *Fire Safety Journal*, Vol. 30, pages 333–356, 1998.
- [90] Ranz W. and Marshall W. Evaporation from drops. *Chem. Eng. Prog.*, Vol. 48, pages 141–146, 1952.
- [91] Albini F.A. Spot fire distance from burning trees - a predictive model. *Gen. Tech. Rep. INT-56, USDA Forest Service, Ogden, Utah*, 1979.
- [92] Sardoy N., Porterie B., Loraud J-L., Benkoussas B. and Consalvi J-L. Transport de brandons lors d'un incendie. In *12ème Journées Internationales de thermique, Maroc, 15 au 17 Novembre 2005*.
- [93] Williams F.A. Urban and wildland fire phenomenology. *Prog. Energy Combust. Sci.*, Vol. 8, pages 317–354, 1982.

- [94] Delhaye J.M. Local instantaneous equations, instantaneous space-averaged equations, two phase and heat transfer. In *Proceedings of NATO Advanced Study institute*. Istanbul, Vol.1, 1976.
- [95] Gough P. and Zwarts F. Modelling heterogeneous two phase reacting flow. *AIAA J.*, vol 17, pages 17–25., 1979.
- [96] Anderson T. and Jackson R. A fluid mechanical description of fluidized bed. *Ind. Eng. Chem. Fundamentals*, vol 6, pages 527–539., 1967.
- [97] Catchpole T.,. *Int. Journal of Wildland Fire*, Vol. 3(1), pages 45–57, 1993.
- [98] Launder B. and Spalding D. Mathematical model of turbulence. *Academic Press*, 1972.
- [99] Mohammadi B. and Pironneau O. Analysis of the k-e model. *John Wiley and Sons*, 1994.
- [100] Yakhot V. and Orszag S. Renormalization groupe analysis of turbulence. *J. of Scientific Computing*, Vol. 1, pages 3–51, 1986.
- [101] Yakhot V. and Smith M. The renormalization groupe, the expansion and derivation of turbulence models. *J. of Scientific Computing*, Vol. 7, pages 35–61, 1992.
- [102] Magnussen B. and Hertager B. On mathematical modelling of turbulence combustion with special emphasis on soot formation and combustion. In *Sixteenth Symp.(International) on Combustion*, pages 719–729. The Combustion Institute, Pittsburgh, 1977.
- [103] Markstein G.H. Relationship between smoke point and radiant emissions from bouyant turbulent and laminar diffusion flames. In *twentieth Symp.(International) on Combustion*, pages 1055–1061. The Combustion Institute, Pittsburgh, 1984.
- [104] Kolmann I.M., Kennedy M., Matternich M. and Chen J.Y. Application of soot model to a turbulent ethylene diffusion flame. In *Soot*

- Formation in Combustion*, (H Bockorn eds). Springer Series in Chemical Physics, 1994.
- [105] Moss J.B., Stewart C.D. and Young K.J. Modelling soot formation and burnout in high temperature laminar diffusion flame burning under oxygen-enriched conditions. *Combust. and Flame*, Vol. 101, pages 491–590, 1995.
- [106] Syed K.J., Stewart C.D. and Moss J.B. Modelling soot formation and thermal radiation in buoyant turbulent flame. In *23th Symp.(International) on Combustion*, pages 1533–1541. The Combustion Institute, Pittsburgh, 1990.
- [107] Kaplan C., Shaddix C. and Smith K. Computations of enhanced soot production in time varying ch_4/air diffusion flames. *Combust. and Flame*, Vol. 106(4), pages 392–405, 1996.
- [108] Nagle J. and Strickland-Constable R.F. In : *Proc. Fifth Carbon Conf.*, Vol. 1, pages 154–164, 1962.
- [109] Cox G. *Combustion Fundamentals of Fire*. Academic press, San Diego, CA, 1995.
- [110] Joulain P. Convective and radiative transport in pool and wall fires : 20 years of research in poitiers. *Fire Safety journal*, Vol. 26, pages 99–149, 1996.
- [111] Siegel R. and Howell J.R. *Thermal radiation heat transfer*. Hemisphere Publishing Corporation 3rd, edition., 1992.
- [112] Hottel H.C and Cohen E.S. Radiant heat exchange in a gas filled enclosure. *A.I.Ch. E. Journal.*, vol 4(1), pages 3–14., 1958.
- [113] Hottel H.C. and sarofim A.F. *Radiative Transfer*. Mc Graw Hill Book Company, 1967.
- [114] Lockwood F.C. and Shah N.G. A new radiation solution method for incorporation in general combustion prediction procedure. In *eighteenth Symp.(International) on Combustion*, pages 1405–1414. The Combustion Institute, Pittsburgh, 1981.

- [115] Carvalho M., Farias T., and Nogueira M. Radiative heat transfer predictions using the discrete transfer method and its application to a glass furnace. *Heat transfer in semi-transparent media*, pages 187–196.
- [116] Viskanta R. and Meng M. Radiative transfer in axisymmetric finite cylindrical enclosures. *ASME Journal of heat transfer*, Vol. 108, pages 271–276, 1986.
- [117] Fusegi T. and Farouk B. Laminar and turbulent convection-radiation interactions in a square enclosure filled with non grey gas. *Numerical heat transfer, part A*, Vol. 15, pages 303–322, 1989.
- [118] Chandrasekhar S. *Radiative transfer*. Dover, New York, 1960.
- [119] Carlson B.G., and Lathrop K.D. Transport theory. In *The method of discrete ordinates, Computing methods in reactor physics*. (Edited by H. Greenspan, C.N. Kelber and D. Okrent), Gordon and Breach Sci. Publ. Inc., New York, 1968.
- [120] Lemonnier D. *Méthode de résolution de l'équation de transfert radiatif : Méthode de Monte Carlo et des ordonnées discrètes*. Proceedings of the Ecole de Printemps de Rayonnement Thermique, SFT, Paris France, 1996.
- [121] Muller J. *Contribution à l'étude des transferts thermiques couplés dans une enceinte contenant des gaz de combustion : Application aux fours de réchauffage sidérurgiques*. Thèse de l'Université de Reims, 1994.
- [122] Lathrop K.D. Spatial differencing of the transport equation : positivity vs. accuracy. *J. comput. Phys.*, Vol. 4, pages 475–498, 1969.
- [123] De Mestre N.J., Catchpole E.A., and Anderson D.H. Uniform propagation of a planar fire front without wind. *Combust. Sci. Technol.*, Vol. 65, pages 231–244, 1989.
- [124] Clift R., Grace J.R. and Weber M.E. *Bubbles, Drops, and Particles*. Academic Press, New York, 1978.

- [125] Incropera F.P. and De Witt D.P. *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. Wiley, New York, 1985.
- [126] Leonard B.P. and Mokhtari S. Beyond first order upwinding : the ultra sharp alternative of nonoscillatory steady state simulation of convection. *Int. J. Numer. Methods Eng.*, Vol. 30, pages 729–766, 1990.
- [127] Libby P.A. and Williams F.A. *Turbulent Reacting Flows*. Academic Press, New York, 1993.
- [128] Patankar S.V. and Spalding D. A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three dimensional parabolic flows. *Int. J. Heat Mass Transf.*, Vol. 15, pages 1187–1806, 1972.
- [129] Marquis A.J. *The Application of High Order Convection Approximations and Second Order Turbulence Closure of Recirculating Flows*. Ph.D Thesis, London University, 1986.
- [130] Issa R.I., Ahamadi-Befrui B., Beshay K.R. and Gosman A.D. Solutions of the implicit discretised reacting flow equations by operator splitting. *Journal of Comp. Phys.*, vol. 93, pages 338–410, 1991.
- [131] Chow W.K. and Leung Y.L. Comparison of the algorithms piso and simpler for solving pressure velocity linked equations in simulating compartmental fire. *Num. Heat transfer, Part A*, Vol. 31, pages 87–112, 1997.
- [132] Benkoussas B., Consalvi J-L., Porterie B. et Loraud J-L. Un modèle simplifié de dégradation thermique de matériaux celluloses en régime thermiquement épais : application aux particules des feux de forêts. In *12ème Journées Internationales de thermique, Maroc, 15 au 17 Novembre 2005*, pages 461–464.
- [133] Benkoussas B., Consalvi J.L., Porterie B., Sardoy N. and Loraud J.L. Modelling thermal degradation of woody fuel particles. *Int. Journal of Thermal Sciences*, Online Octobre 2006.

- [134] Benkoussas B., Larbi S., Gahmousse A. et Loraud J.L. Modélisation numérique de la pyrolyse d'une particule d'un lit végétal méditerranéen. In *8eme Séminaire International sur la Physique Energétique, Béchar, 11 et 12 Novembre 2006.*
- [135] Benkoussas B., Larbi S., Gahmousse A. et Loraud J.L. Modélisation de la dégradation thermique des combustibles solides : applications aux particules des feux de végétation. In *Conférence sur les Sciences de la Mécanique, Oum-El-Bouaghi, 18 au 20 Novembre 2006.*

Annexe A

Expériences de Di Blasi et ses collaborateurs

Dispositif expérimental

Les expériences sur la dégradation thermique des matériaux lignocellulosiques en régime thermiquement épais ont été réalisées en 2001 par Di Blasi et al. [1]. Le dispositif d'essai réalisé pour accomplir ces expériences est présenté sur la figure A.1.

Il s'agit d'une chambre de 0.06 mètre de diamètre et de 0.45 mètre de hauteur dans laquelle est introduit un échantillon de bois de dimensions données. Le flux de chaleur radiatif est simulé par un réchauffeur constitué de quatre lampes tubulaires infrarouges en quartz avec des filaments en tungstène qui émettent une énergie radiative proportionnelle à la tension appliquée. Les réflecteurs refroidis à l'eau sont de forme elliptique en aluminium. Ils convergent l'énergie radiative émise par les lampes sur un objectif de forme cylindrique et de diamètre égal à $6.5 \times 10^{-2}m$. Le four qui est équipé d'un contrôleur PID et d'un transducteur SCR, permet le maintien constant du flux de chaleur émis. Pour éviter l'interaction entre les produits volatils et les lampes, l'échantillon est introduit dans une chambre à réaction en forme de tube en quartz, de diamètre intérieure égal à $6 \times 10^{-2}m$, transparent au rayonnement infrarouge. Un morceau de bois de forme cylindrique, est verticalement suspendu dans une zone uniformément chauffée

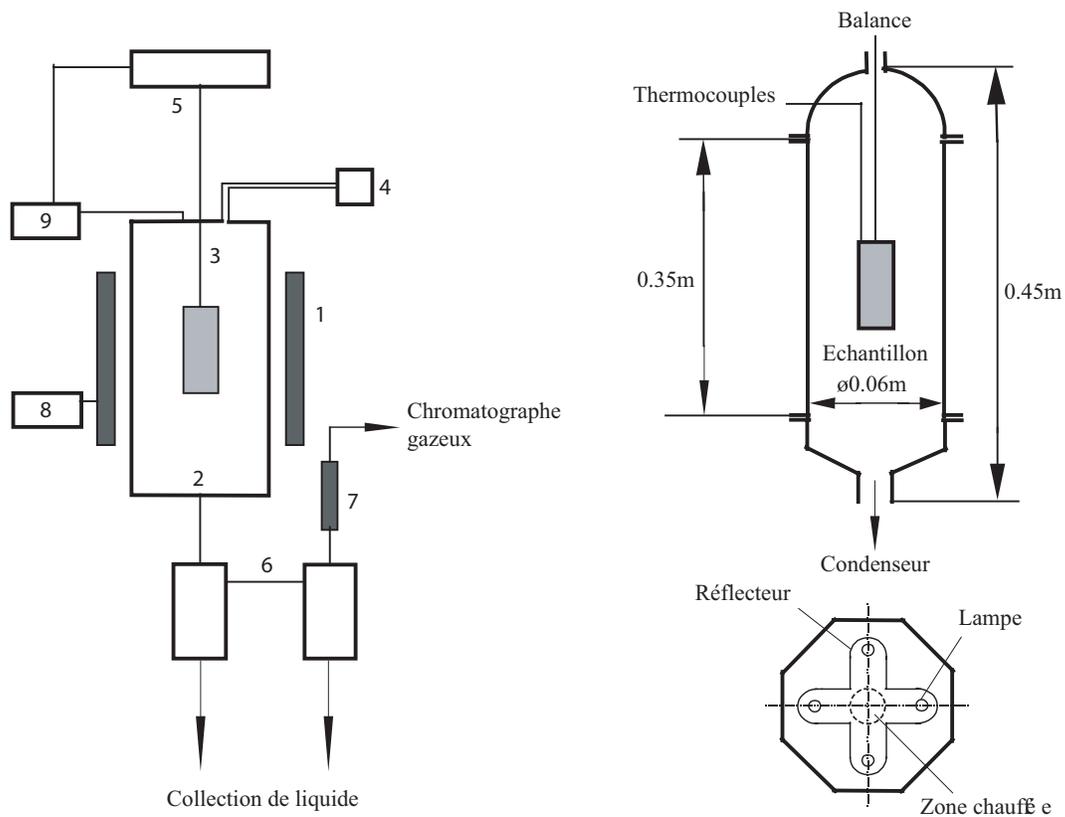


FIG. A.1 – Dispositif expérimental [1] Vue général : 1) Réchauffeur, 2) Réacteur en quartz, 3) Support d'échantillon, 4) Débitmètre, 5) balance, 6) Condenseur, 7) Filtres, 8) Contrôleur, 9) Système d'acquisition de données

du réacteur à un support, qui est lié à son tour à une balance de haute précision. Le bois est exposé latéralement à un flux de chaleur radiatif constant.

Mesures expérimentales

Les auteurs ont réalisé deux types d'expérimentation : la première concerne l'enregistrement continu de la perte de masse et la seconde s'occupe d'une part de la mesure de la température et d'autre part, de la collecte des produits et de l'analyse des gaz. La température le long du rayon de la particule à sa section médiane est continuellement enregistrée par des thermocouples de type Chromel-alumel de $0.5 \times 10^{-3}m$ de diamètre, placés dans 5 positions à partir du centre de la particule. La composition du gaz est analysé à l'aide d'un chromatographe gazeux à des intervalles de temps fixés. Les mesures ont été aussi utilisées pour évaluer les composants gazeux non condensés, à travers l'intégration de la concentration de chaque espèce sur le temps des tests.

Les tests ont été menés sur cinq échantillons de bois dont les propriétés chimiques sont données dans le tableau A.1. Les cylindres de bois de $4 \times 10^{-2}m$ de diamètre asséchés à la température de $373K$ pendant 8 à 10 heures ont été pyrolysés. Les flux radiatifs appliqués varient entre 28 et $80 kW/m^2$. La température de 600 à $950K$ au centre de l'échantillon est atteinte et elle est stationnaire. La reproductibilité des résultats relative à la température est jugée acceptable puisque un écart maximum de 10 à $20K$ est seulement observé pour les flux de chaleur supérieurs à $40 kW/m^2$. L'écart dans les résultats de la perte de masse est considéré négligeable pour tous les tests. Nous présentons dans la figure A.2, les profils de température obtenus expérimentalement en fonction du temps à plusieurs positions radiales et au centre de trois échantillons de bois. Le comportement macroscopique de la dégradation du bois est qualitativement similaire pour les différentes variétés de bois. Les mesures de température pour le "chestnut" au flux intermédiaire de $33kW/m^2$ sont montrées dans la figure A.2a. On peut remarquer l'existence de deux régions principales : la plus extérieure est influencée par le transfert de chaleur et la seconde par l'énergie de réaction. La dégradation des principaux composants du bois se produit au

TAB. A.1 – Composition chimique d'échantillon de bois [1]

Type de bois	Beech	Chestnut	Douglas fir	Redwood	Pine
$\rho(kg/m^3)$	730	590	515	488	450
Extraits divers (%)	2	16	6	11	7
Lignine (%)	20	18	29	33	24
Holocellulose (%)	78	66	65	56	69

même temps. Dans la première zone, le taux de chauffage devient lent à la surface externe de la particule. Il est dû à l'accroissement de la résistance interne au transfert de chaleur. Dans la figure A.2b, on peut constater qu'il existe une différence non négligeable dans la dynamique de la température, pour les deux variétés de bois durs, le chesnut et le beech, spécialement au flux externe de $28kW/m^2$, quand le taux de chauffage est lent et les conditions de dégradation sont inadéquates. Le même comportement est observé pour le bois dur et le bois tendre, figure A.2c. A cause de sa faible température de pyrolyse en comparaison avec celle des autres bois, le bois type chestnut a un contrôle plus large de sa dégradation thermique par l'énergie des réactions, en particulier aux flux de chaleur faibles. A partir de la figure A.2c, Il apparaît clairement que la seconde étape exothermique de dégradation est complètement absente pour le bois tendre (redwood) quand le flux est faible ($28kW/m^2$). Ceci est en bon accord avec les analyses sur les températures de dégradation des bois tendres de Gronli, rapportées par Di Blasi et al. [1]. Par conséquent, les intensités radiatives élevées sont nécessaires pour provoquer la conversion du bois tendre.

Dans la figure A.2d, les mesures expérimentales de la perte de masse adimensionnée par la masse initiale des produits de pyrolyse en fonction du temps, au flux radiatif externe de $49kW/m^2$ et pour les teneurs initiales en humidité de 0%, 11%, 27% et 47% sont présentées. Sur ces profils, on voit clairement que le processus devient lent avec l'augmentation de la teneur

initiale en humidité. Ceci est dû au fait que la teneur en eau à chauffer et à évaporer, ainsi que la chaleur à évacuer de la particule deviennent de plus en plus importantes.

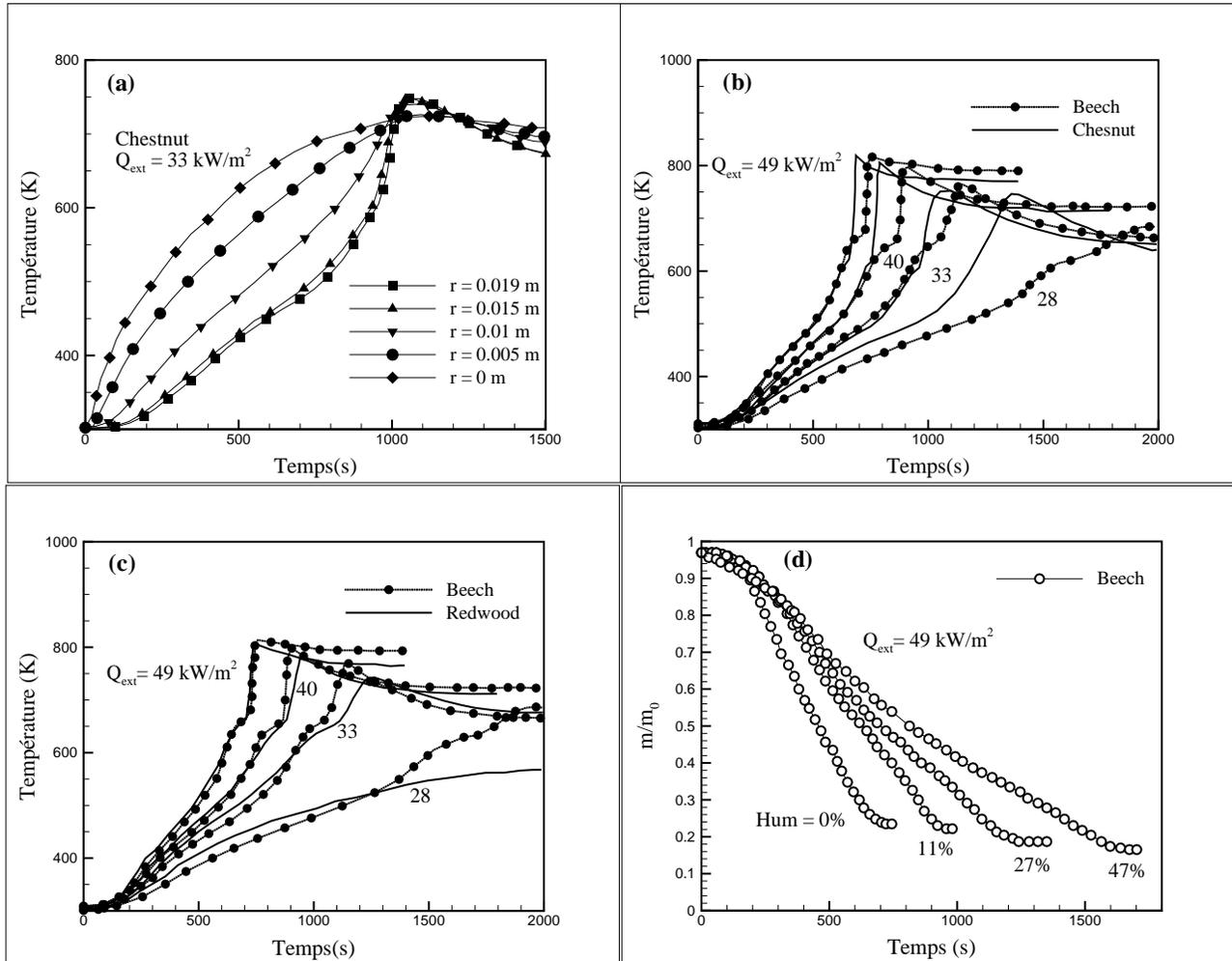


FIG. A.2 – (a-c) : Profils de température obtenus expérimentalement en fonction du temps en plusieurs positions radiales et au centre de trois échantillons de bois ; d) profils de perte de masse adimensionnée en fonction du temps