République Algérienne Démocratique et Populaire

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère De l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université des Sciences et de la Technologie d'Oran- Mohamed Boudiaf

Faculté de Physique

Département Physique Energétique

Spécialité : *Physique* **Option :** *Sciences des matériaux*

THESE

Présenté par

M^elle **Khelloufi Khadidja**

Pour l'obtention du diplôme de Doctorat LMD en physique

Thème

Etude de la propagation dans un réseau petit monde. Application aux feux de forêt

SOUTENUE LE 12 /12 / 2013, 14:00 H

Devant la commission d'examen composée de :

Président	Mr BELASRI Ahmed	Professeur	USTO-MB-
Rapporteur	Mr ZEKRI Nouredine	Professeur	USTO-MB-
Examinateur	M^me OULD KADDOUR Fouzia	Professeur	U. Tlemcen
Examinateur	Mr BOUAMRANE Rachid	Professeur	USTO-MB-
Examinateur	Mr ZEKRI Lotfi	Professeur	USTO-MB-

Année universitaire : 2013/2014

Je dédis les fruits de ce travaille :

A celui qui m'a soutenu et qui croit en moi et mes capacités. M'a appris que la science n'est pas une arme perdue mais une richesse indispensable, à celui qui s'est révélé en moi l'amour de la connaissance et m'a appris que l'avidité dans la science n'a pas de frontières et la conviction n'existe pas, Pour mon premier professeur et conseiller. ***Mon Papa****.*

A celle qu'a persévérée pour que je serait supérieur, qui son giron été une maison de confort et de compassion. Et ses mains et son sourire étaient un moyen de succès et d'espoir, à celle qui renforce ma confiance en moi et cultive l'espoir et la volonté dans mon cœur lorsque je me sens perdu. à mon amour; ***Ma Maman***

Pour vous mes chers parents, j'étend mes salutations, mes sincères remerciements et ma gratitude et je dédis ce travaille à vous tous d'abord.

A celui qui m'a appris la recherche scientifique, comment se développé et discuté dans mes études, qui m'a toujours soutenu et transmis en moi la capacité et la vision scientifique, qui m'a appris à accepter les critiques et les réparer, à mon père spirituel, mon professeur, ***Nourdine Zekri***

A celle qu'était la conseillère et la première a me critiquée, à celle qui me suit et me renforce à se développer, à ma grande sœur ***Zina***

A ***Nawel*** *ma jumelle et mon trésor de secrets, de douleurs et de bonheur, ma premiere professeur dans la vie, et la première personne à entendre de mes nouvelles, même mes rêves et mes aspirations. Ma collègue dans la vie et dans le Paradis « Inchaa Allah »*

A celle qui son sourire remplisse l'air par la joie, sa gentillesse, sa douceur et son amour n'ont pas de limite, à celle qui ma soutenue et pleurée pour ma joie. à celle qui m'appelle la scientifique, ma sœur ***Soumia****.*

A ma chère ***Sarah****, mon amie et ma première élève. Ma collègue et petites sœur, je vous dédis ce travail et je vous souhaite plein de succès dans vos études et l'accès aux échelons les plus élevés.*

A mes chères enfants, ***Aya*** *et* ***El-Baraa****, pour vous, ma source de joie et de bonheur et la perte de mes craintes. Que Dieu vous allume votre voies et réalise vos rêves et vous aide à obtenir le succès dans vos études.*

A celui qui ma soutenu et qui a été fier de moi, qui s'inquiet et se renseigne toujours sur le contenu de mon travaille, mon frère ***Mokhtar****.*

A mon oncle ***AbouBakr****, mon exemplaire et mon assistant qui me pousse toujours à atteindre les plus haut niveau, a mes sœurs spirituelles* ***Aicha****,* ***Souhila****,* ***Zineb****,* ***Soumia.B****,* ***Yamina****,* ***Fatima el-Zouhra*** *et* ***Soumia.T*** *qui m'ont apporté la joie, le bonheur et m'ont soutenu en tout temps*

A mon frère spirituelle, non amis et mon compagnon de mon enfance ***Salah El Dine****, a tous ceux qui m'ont soutenu et contribué à mon succès et ont été dans l'espoir et l'attente pour ma réussite, à vous tous je vous dédie ce travail avec un bouquet de remerciements et de gratitude*

Remerciements

*Je tiens tout d'abord à remercier **ALLAH** de m'avoir donné le courage, la volonté et la patience de pouvoir terminer cette thèse.*

*Mes vifs remerciements à **Mr. Zekri Nourdine** mon directeur de thèse, pour m'avoir fait confiance et m'accepter au sein de son laboratoire « LEPM », de m'avoir guidé, encouragé, conseillé, par sa bonne compréhension, sa disponibilité, sa communication et ses précieuses intuitions. Son comportement sincère et exemplaire m'a permis d'apprendre beaucoup de choses dans tous les domaines utiles pour mes travaux académiques, sans oublier les qualités morales et professionnelles qui servent à mon développement personnel.*

*Je remercie **Mr. Ahmed Belasri**, directeur du laboratoire de Physique des plasmas « Matériaux conducteurs et leurs application », pour avoir accepter de présider le jury de ma soutenance. Ainsi que **Mr. Rachid Bouamranne** et **Mr.Lotfi Zekri** qui ont accepté d'être membres de jury, je les remercie également pour leur participation.*

*J'adresse aussi mes sincères remerciements à **M^{me}. Fouzia Ould kaddour**, pour l'intérêt qu'elle porte à mes travaux, par sa participation au jury.*

*Je tiens à remercier aussi le Professeur **Manuel Pedro Fernandes Graça** de m'avoir invité au laboratoire de recherche et de spectroscopie des matériaux non cristallines a l'université d'Aveiro.*

Je le remercie une autre fois, pour son guide, encouragement, conseille, pour sa bonne compréhension, son communication et ses précieuses intuitions.

*Mes remerciements à Professeur **Luis Manuel Cadillon Martins Costa** pour leur sympathie, leur aide et leur contribution dans mon travail au Portugal, leur encouragement et pour m'avoir procuré un cadre de travail plus qu'agréable.*

Remerciements

Je ne sais comment exprimer ma grande gratitude et mon grand dévouement à mes parents et mes sœurs pour leur confiance, encouragement, compréhension et leur disponibilité dans tous les moments.

J'adresse toute ma gratitude à toutes mes chères sœurs d'étude ***Zineb Aarizou, Soumia Bahlouli, Yamina Baara, Elaala Souhila****,* ***Soumia Talamine*** *et* ***Sabi Fatima El-Zahraa*** *qui ont la manie de me faire sourire dans les moments difficiles.*

Je remercie aussi mes collègues ***Omar Harrouz, Mokhtar Ammari, Abdjlile Timaoui, Omar mosbah****, pour leurs contributions et leurs encouragements. Ainsi que* ***M^{me} Ben mirra Khadidja****,* ***M^{elle} Bel khadem Fatima*** *et* ***Mr. Benbiga Ahmed*** *membres de laboratoire LEPM.*

Pour terminer, J'adresse mes remerciements les plus vifs à mes enseignants qui m'ont élevées de soutenue jusqu'au bout.

Liste des Figures

Fig. I.1 : Réseau de Bethe

Fig. I.2 : Phénomène de percolation

Fig. I.3 : Percolation des sites

Fig. I.4 : Percolation des liens

Fig. I.5 : Forme du réseau régulier

Fig. I.6 : schéma caractéristique des états de percolation

Fig. I.7 : Probabilité de percolation

Fig. I.8 : amas unidimensionnelle

Fig. I.9 : Taille moyenne des amas finis de la percolation. L'exposant est le même au dessus et au dessous du seuil de percolation.

Fig. I.10 : Structures du réseau régulières, (a) carré (b) triangulaire (c) de Kagomé

Fig. I.11 : Structures d'un graphe aléatoire

Fig. I.12 : Existence d'une transition de phase topologique à p_c, La taille moyenne des amas $\langle \mathbf{s} \rangle$ diverge, La taille d'amas géant **S** croit

Fig. I.13 : Evolution du réseau petit monde « Watts & Strogatz »

Fig. I.14 : La distribution de connexions dans un modèle de Watts-Strogatz (Poisson).

Fig. I.15 : Exemples de réseau réel de petit monde (a) réseau de collaborations scientifiques, (b) archives de communications électroniques

Fig. I.16 : Exemples de réseau réel de libre échelle (a) réseau de citation des papiers scientifiques, (b) réseau web world wide

Fig. I.17 : Visualisation d'un réseau d'internet (application du réseau de libre échelle)

Fig. I.18 : Réseau libre échelle évoluant dans le temps

Fig. I.19: évolution d'un réseau de percolation dirigé

Fig. I.20: Lois probabilistes du processus réaction-diffusion dans la percolation dirigé

Fig. I.21: Evolution temporelle du nombre des cellules infectées pour différents valeurs de probabilité de connexion

Fig. I.22: Evolution temporelle du nombre des individus susceptibles, infectées et guéries lors d'une propagation d'épidémie dans un modèle **SIR**

Fig. I.23: Le modèle SIRS (Susceptible-Infecté-Résistant (guérie)-Susceptible)

Fig. I.24: Evolution temporelle du nombre des individus susceptibles, infectés et guéris lors d'une propagation d'épidémie dans un modèle **SIRS**

Fig. I.25: Trajectoire d'une marche aléatoire de type Levy ($\sigma = 1.5$)

Fig. I.26: Comportement des exposants critiques de la classe universel DP sous l'action d'une interaction Levy (différent valeur de σ)

Fig. I.27: Percolation dirigé avec processus de longue distance de type Levy dans la dimension (1+1) et pour différent valeur de σ

Fig. II.1: Feuille de végétation au cours du processus de dégradation thermique

Fig. II.2: Triangle du feu

Fig. II.3: évolution du temps d'allumage des cellules du réseau en fonction de la distance parcourue par le rayonnement de la flamme

Fig. II.4: modes de transfert de chaleur

Fig. II.5: Rôle de la pente **(a)** et du vent **(b)** sur le rayonnement émis de la flamme

Fig. II.6: Gaz léger émis par convection (image réel)

Fig. II.7: Mode de transfert de la matière (émission des brandons)

Fig. II.8 : feu de sol

Fig. II.9 : feu de surface

Fig. II.10: feu de cime

Fig. II.11: Sautes de feu

Fig. II.12 : Causes de départ de feux en région méditerranéenne

Fig. II.13 : Modèle de réseau régulier

Fig. II.14 : Modèle d'automate cellulaire

Fig. II.15: Réseau social de petit monde

Fig. II.15: Validation du modèle RPM dans les feux de lançon **(Droite)**, les feux de savane **(gauche)**

Fig. III.1 : Schéma caractéristique d'une connexion déterministe (émission radiatif)

Fig. III.2 : Forme fractale de la flamme

Fig. III.3 : Forme générale (réelle) d'un arbre de forêt

Fig. III.4 : Appareil du feu (Cône calorimètre)

Fig. III.5 : Forme de la zone d'impacte sous l'action du vent et de l'inclinaison de terrain

Fig. III.6 : Réseau de simulation « petit monde »

Fig. III.7 : L'effet d'émission des brandons

Fig. III.8 : Distribution des brandons dans le réseau

Fig. III.9 : La masse brûlée moyenne des cellules du réseau sous l'action d'émission des brandons

Fig. III.10 : Flux radiatif émis par une flamme cylindrique

Fig. III.11 : Flux radiatif émis par une flamme « modélisation fractal »

Fig. III.12 : Comportement du seuil de percolation par rapport au paramètre de pondération pour différent valeurs de l'exposant du rayonnement β_r

Fig. III.13 : Espace de phase p=f(R) pour β_r, l_x=2, l_y=6, la ligne solide montre la transition propagation/non propagation, la ligne pointillée montre la transition chauffage/préchauffage ou gélation

Fig. III.14 : Vitesse de propagation normalisé à p_c (v /l_y^2) en fonction de 1/R pour différent valeurs de l_y (β_r=2).

Fig. III.15 : Vitesse de propagation en fonction de l_y pour différents valeurs de l'exposant β_r, l'insert montre δ en fonctions de β_r avec la courbe δ=1/β_r

Fig. III.16 : a) Vitesse de propagation en fonction p-p_c pour R=0.36, β_r=2, l_x=2 and l_y=6. Réseau carrée (étoile), triangulaire (carrée). b) l'exposant x en fonction du paramètre de pondération R pour β_r=2, l_x=2 and l_y=6.

Fig. III.17 : Vitesse de propagation en fonction p-p_c pour différent géométrie de la zone d'impact (l_y=2, 4 et 6) R=1, β_r=2.

Fig. III.18 : Le comportement critique du temps et masse moyen par rapport au « $p - p_c$ »

Fig. III.19 : L'évolutions des exposants critiques du temps et masse moyenne brûlée par rapport à l'exposant du rayonnement

Fig. III.20 : Simulation de la propagation d'un front de feu avec l'émission des brandons

Fig. III.21 : Le comportement de la position et du nombre des sites en feu dans le cas d'émission des brandons

Fig. III.22 : Le comportement du seuil de percolation par rapport aux différentes valeurs de la distance caractéristique d'émission.

Fig. III.23 : La variation de la courbe du seuil de percolation par rapport aux paramètres de pondération.

Fig. III.24 : L'évolution du seuil de percolation pondant les régimes de propagation

Fig. III.25 : Effet de la taille sur la courbe du seuil de percolation

Fig. III.26 : Effet de la taille sur les fluctuations du temps et masse brûlée pour $D_0 = 5m, l_y = 5\ et\ l_x = 2$

Fig. III.27 : Effet de la longueur d'impacte l_y sur le seuil de percolation

Fig. III.28 : Effet de la probabilité d'émission des brandons, a) p_c par rapport à D_0, b) p_c par rapport à P_0

Fig. III.29 : Comparaison des paramètres de percolation numérique (étoile) et empirique (triangle) par l'utilisation de la loi empirique de Sander et la distribution exponentiel de la probabilité d'émission des brandons

Fig. III.30 : Schéma caractéristique d'une interface feu (forme rugueuse et fractal)

Fig. III.31 : Mécanisme de croissance d'un front de feu

Fig. III.32 : Le comportement temporel du largueur du front de

Fig. III.33 : Le comportement de la largeur du front de feu par rapport le temps pour différent paramètres de pondération R=1 et R=R_c

Fig. III.34 : Evolution du nombre des sites contribuant au feu dans le cas d'allumage en ligne (bas) et allumage point (haut)

Fig. III.35 : le front de feu à différent étapes du temps de propagation

Fig. III.36 : Largueur du front de feu au régime statique

Fig. III.37: Dépendance de la larguer de saturation de l'interface feu du paramètre de pondération R

Fig. III.38: Dépendance temporel de la larguer de l'interface feu dans le cas d'émission des brandons

Fig. III.39: Nombre des cellules en feu au voisinage du seuil de percolation dans le cas d'une percolation dirigée

Fig. III.40: le carré du rayon moyen de l'origine au voisinage du seuil de percolation dans le cas d'une percolation dirigé

Fig. III.41: comportement universel des grandeurs physique à la transition de phase, a) la probabilité de survivance b) les composantes de la longueur de corrélation spatial (cercle), temporel (étoile)

Fig. IV.1: Composition macroscopique d'une espèce végétale

Fig. IV.2: Composition microscopique d'une cellule végétale

Fig. IV.3: Partie externe d'une feuille d'une feuille de végétation

Fig. IV.4: Schéma simplifie des voies de transport utilisé au sein d'une feuille de végétation

Fig. IV.5: Anatomie d'une feuille de végétation

Fig. IV.6: Modélisation de l'organigramme structural d'une feuille de végétation

Fig. IV.7: schéma électrique d'une feuille végétale (a) cellule végétale, (b) aperçu du circuit électrique

Fig. IV.8: L'évolution temporelle de la polarisation d'un système subit une excitation magnétique

Fig. IV.9: Circuit RC équivalent

Fig. IV.10: Spectre diélectrique de relaxation de type Debye

Fig. IV.11: Variation de la partie imaginaire de la constante diélectrique par rapport à la partie réelle

Fig. IV.12: a) diagramme de Cole & Cole, b) effet de l'exposant de l'aplatissement α sur le pic de la partie imaginaire de la constante diélectrique

Fig. IV.13: Diagramme de Davidson-Cole.

Fig. IV.14: Impédance mettre « ALPHA A10 ».

Fig. IV.15: Principe de fonctionnement de l'impédance mettre.

Fig. IV.16: Tension et courant appliqué au borne des électrodes de l'impédance mettre.

Fig. IV.17: Feuilles de laurier sauvage

Fig. IV.18: comportement fréquentielle de la partie imaginaire du constant diélectrique d'une feuille de laurier sauvage humide, sèche et demi-sèche

Fig. IV.19: comportement fréquentielle de la partie réelle de la constante diélectrique d'une feuille de laurier sauvage humide, sèche et demi-sèche.

Fig. IV.20: Procédures de mesures avec le Polymère conducteur

Fig. IV.21: Spectre de la partie imaginaire du constant diélectrique (a) et de la partie réelle de l'impédance (b)

Fig. IV.22: le modulus de la réponse diélectrique de la végétation avec polymère conducteur.

Fig. IV.23 : a) le dessiccateur utilisé, **b)** l'état de la feuille après dessiccation

Fig. IV.24 : a) échantillon avec des fines vaisseaux, **b)** échantillon avec le gros vaisseau

Fig. IV.25 : Porte échantillon de la spectroscopie d'impédance

Fig. IV.26 : Analyseur de la spectroscopie d'impédance

Fig. IV.27: Le système thermique de l'impédance mètre

Fig. IV.28: constitution du système thermique de l'impédance mètre

Fig. IV.29 : système d'augmentation de la température **(a)** palier des mesures **(b)** le pas de mesure

Fig. IV.30: la conductivité électrique aux cours des cycles de température

Fig. IV.31 : fréquence de relaxation en fonction de différente température

Fig. IV.32 : stabilisation de la fréquence de relaxation durant T= [280-295]

Fig. IV.33 : Energie d'activation des transitions de phase **(a)** Glass-Liquide **(b)** Liquide-Gaz.

Fig. IV.34 : la perte diélectrique de la feuille de végétation pour des bases fréquences.

Fig. IV.35 : perte diélectrique d'une végétation sèche (12 jours dans le dessiccateur)

Fig. IV.36 : sensibilité de la réponse diélectrique de la phase solide et vapeur à la fréquence

Fig. IV.37 : Appareillage micro-onde

Fig. IV.38 : Courbe de Lorentz pour des mesures micro-onde **(a)** vide **(b)** Téflon

Fig. IV.39 : Courbe de Lorentz pour différentes états hydrique de la feuille de végétation

Liste des Tableaux

Tab I.1 : Seuil de percolation pour quelques réseaux usuels

Tab I.2 : Exposants critiques de la transition de phase continue pour 1 et 2 dimension

Tab. III.1 : Valeurs de l'exposant $\boldsymbol{\delta}$ pour différents symétries du réseau et différents paramètres de pondération pour ($\square_r$=2).

Tab. III.2 : Valeurs du temps d'attente pendant les régimes de percolation

Tab. III.3 : Comparaison de l'exposant critique de la vitesse de propagation avec les exposants dynamiques

Tab. III.4 : Seuil de propagation et exposants critiques de la propagation de feu pour différentes symétries et différents paramètres d'impacts

Tab. III.5 : Vitesse de propagation et exposant de corrélation pour différent valeur de distance caractéristique d'émission

Tab. III.6 : Exposant dynamique du front de feu sous dans le cas des connexions déterministes

Tab. III.7: Exposant dynamique du front de feu sous dans le cas des connexions probabilistes

Tab. III.8: Exposants dynamiques de la percolation dirigé et biaisé

Tab. III.9: Exposants dynamiques de la percolation dirigé avec désordre gelé (quenched desorder)

Tab. III.10: Exposants dynamiques de la percolation dirigée avec des voles Levy pour un exposant $\sigma = 2$

Tab. IV.01 : Les fréquences centrales et largueurs des pics de Lorentz obtenue après une mesure micro-onde

Tab. IV.02 : Les parties réelle et imaginaire de la constante diélectrique d'une feuille de végétation

Résumé

Nous avons utilisé dans cette thèse un modèle de propagation dans un Réseau de Petit Monde adapté par le Laboratoire en 2005 aux feux de forêt. Ce modèle a été validé en 2010 pour des feux historiques au sud de la France et expérimentaux en Afrique du sud. Notre travail est organisé en trois parties :

- Modèle avec des connexions à longue distance déterministe (représentant le transfert de chaleur par rayonnement des flammes sur une distance caractéristique déterminée par les pertes radiatives et convectives).
- Modèle avec des connexions probabilistes (décrivant l'émission des brandons).
- Caractérisation expérimentale de la végétation par spectroscopie diélectrique.

Pour chacune des deux premières parties, notre travail consiste à caractériser d'une part la percolation (transition propagation /non propagation) en fonction des conditions physiques du feu (vent, terrain, humidité, rayonnement, pondération…), et la dynamique de propagation du feu pour ces conditions. Nous montrons que le seuil de percolation est proportionnel à la racine du paramètre de pondération, mais ne dépend pas du type d'interaction (rayonnement). Nous déterminons aussi les exposants critiques statiques et dynamiques du front et montrons que ces exposants sont universels. Nous montrons en particulier que les classes d'universalité dynamique dépendent du paramètre de pondération des sites. Afin de tenter de comprendre ces exposants critiques, nous avons étudié les modèles de percolation dynamiques connus (percolation dirigée, percolation quenchée, modèle SIR …).

Dans la partie expérimentale de notre travail (troisième), nous présentons les techniques utilisées par le spectromètre diélectrique pour mesurer les différent paramètres caractérisant l'hydratation et l'inflammation des végétaux, cette étude est l'introduction d'un projet de recherche en continuation du projet de feu, il consiste à former une base de donner sur la constitution hydrique solide des différent espèces

forestières connues dans notre patinoire méditerranéen. Cette base de donnés sera très bénéfique à notre code de simulation.

Mots clés :

Modèle de percolation, Réseau petit monde, Dynamique de propagation, Universalité, Spectroscopie diélectrique.

Keys words:

Percolation model, Small World Network, Dynamical percolation, Universality, Dielectric spectroscopy.

Sommaire

Chapitre II: Percolation & Dynamique

I. PERCOLATION STATIQUE 14
I.1. TYPES DE PERCOLATION 15
I.1.A. Percolation des sites *16*
I.1.B. Percolation des liens *16*
I.2. LA PERCOLATION DANS UN RESEAU REGULIER 17
I.3. NOTION D'AMAS ET SEUIL DE PERCOLATION 18
I.3.A. Notion d'amas *18*
I.3.B. Le seuil de percolation *18*
I.3.C. Détermination du seuil de percolation *20*
I.4. LES GRANDEURS CARACTERISTIQUES DE LA PERCOLATION 22
I.5. LES LONGUEURS CARACTERISTIQUES 24
I.6. LES LOIS D'ECHELLE ET EXPOSANTS CRITIQUES 25
I.6.A. Lois d'échelle *25*
I.6.B. Exposants critiques *27*
II. LES MODELES D'APPLICATION DE LA PERCOLATION: 29
II.1. MODÈLES DU RÉSEAU RÉGULIER 29
II.2. MODÈLES DU RÉSEAU IRRÉGULIER 30
II.2.A. LES GRAPHES ALÉATOIRES «MODÈLE D'ERDŐS-RÉNYI » 31
II.2.B. LES RÉSEAUX DE PETIT MONDE «MODÈLE DE WATTS-STROGATZ » 33
II.2.C. LES RÉSEAUX À LIBRE ÉCHELLE «MODÈLE D'ALBERT-BARABÁSI» 36
III. PERCOLATION DYNAMIQUE: 39
III. 1. PERCOLATION DIRIGE 39
III. 2. PERCOLATION DIRIGE AVEC DESORDRE GELEE «QUENCHED DISORDER PERCOLATION» 43
III. 3. PERCOLATION DYNAMIQUE « DYP » 46
III. 4. PERCOLATION A LONGUE-DISTANCE « LEVY FLIGHT » 49
CONCLUSION 54

Chapitre II: Généralités sur le feu

I. INTRODUCTIO 60
II. PROCESSUS D'INFLAMATION 62
II.1. LA COMBUSTION 62
II.2. L'INFLAMMATION 63
II.3. EMISSION RADIATIF (DÉGAGEMENT DE CHALEUR) 64
III. PHYSIQUE DE PROPAGATION D'UN FEU 65
III.1. MODES DE TRANSFERT DE CHALEUR 65
III.1.A. La conduction 66
III.1.B. Rayonnement thermique 67
III.1.C. La convection 68
III.2. EMISSION DES BRANDONS ET SAUTES DE FEU 69
IV. TYPE DE FEU 70
IV.1. *LES FEUX DE SOL* 71
IV.2. *LES FEUX DE SURFACE* 71
IV.3. *LES FEUX DE CIME* 72
IV.4. LES SAUTES DE FEU 72
V. PARAMETRES PHYSIQUES INFLUANT SUR LA PROPAGATION DU FEU 73
VI. PREVENTION ET PROTECTION 76
VII. MODELES DE FEU 77
VII.1. MODELES DETERMINISTE 77
VII.1.A. Modèle physique 77
VII.1.B. Modèle empirique 77
VII.2. LES MODELES STOCHASTIQUES 78
VII.2.A. Le modèle de percolation « réseau régulier » 78
VII.2.B. Automate cellulaire 79
VII.2.C. Modèle du réseau petit monde 80
CONCLUSION : 83

Chapitre III: Modélisation & Résultats

I. INTRODUCTION 87
II. MODELE PETIT MONDE APPLIQUE AUX FEUX DE FORETS:....87
II.1. *CONNEXIONS DÉTERMINISTES*....88
II.2. CONNEXIONS PROBABILISTES:....92
III. RESULTATS ET DISCUTIONS 95
III.1. CONNEXION DÉTERMINISTE....95
III.1.A. Pondération et seuil de percolation....97
III.1.B. La vitesse de propagation....100
III.1.B.a. Analogie magnétique....100
III.1.B.b. Aspect critique....106
III.1.C. Exposant critique....108
III.2. CONNEXIONS PROBABILISTE....110
III.2.A. Comparaison des Seuils....111
III.2.B. Effet de la pondération....112
III.2.C. Effet de taille (d'échelle)....113
III.2.D. Effet du rayonnement....115
III.2.E. Effet de probabilité d'émission des brandons....115
III.2.F. Validation empirique....116
III.3. FRONT DE FEU....118
III.3.A. Dynamique de propagation sous l'interaction déterministe....121
III.3.B. Dynamique de propagation sous l'interaction probabiliste....126
III.4. LA PERCOLATION DIRIGÉE ET CES APPLICATIONS....128
III.4.A. La percolation dirigée....128
III.4.B. Percolation Dirigé avec désordre gelé (Quenched désorder)....130
III.4.C. Percolation Dirigé avec Voles Levy (Levy Flight)....131
CONCLUSION....132

Chapitre IV: Spectroscopie diélectrique des végétaux « Etude Expérimentale »

I. INTRODUCTION 136
II. COMPOSITION CHIMIQUE DES COMBUSTIBLES VEGETAUX....137
III. MODELES DES CIRCUITS EQUIVALENT....140
IV. ANALYSE THEORIQUE 142
V. ETUDE EXPERIMENTALE....149
V.1. APPAREILLAGE 149
V.2. RÉSULTATS ET DISCUSSION 151
V.2.A. Moyens de mesure....151

V.2. RÉSULTATS ET DISCUSSION 151
V.2.A. Moyens de mesure 151
V.2.B. Echantillonnage 155
V.2.C. Porte échantillon 156
V.2.D. Expérience et résultats 157
V.2.E. SPECTROSCOPIE MICRO-ONDE 165
V.2.E.a. Principe de mesure et résultats 166

ANNEXE 1 174
CONCLUSION GENERALE 189
PRODUCTION SCIENTIFIQUES 192
LISTE DES FIGURES 194
LISTE DES TABLEAUX 199

Introduction générale

Introduction générale

Le pourtour méditerranéen est encore trop souvent le théâtre de nombreux incendies qui voit des milliers d'hectares de notre patrimoine forestier et agricole partir en fumée. Le maquis et la garrigue sont plus sujets aux incendies que d'autres catégories de couvert végétaux. Cette prédisposition s'explique par la composition chimique de la végétation (huile végétale, contenance d'eau…) mais aussi par les conditions climatiques. Les effets conjugués de la sècheresse et d'une faible teneur en eau des sols favorisent l'éclosion des incendies en période estivale.

Les feux de forêt constituent une perturbation majeure sur l'écosystème naturel et contribuent à l'augmentation des gaz atmosphériques qui provoquent les changements climatiques. Lors d'un incendie, les combattants du feu doivent faire des choix cruciaux en ce qui concerne les positionnements des véhicules d'intervention et des moyens aériens. En effet, la maitrise des sautes de feu est très importante pour éviter au combattant du feu des surprises à cause de feux secondaires.

Le présent travail s'inscrit dans l'axe de recherche concernant la modélisation des feux de forêts où il est nécessaire de caractériser physiquement et chimiquement les mécanismes d'allumage et de propagation des feux. En outre, il faut tenir compte des principaux paramètres agissant sur la propagation du front de feu tel que le vent, la rugosité, l'inclinaison du terrain et la fractalité des espèces végétales et de la flamme, etc. Cependant, les propriétés physico-chimiques de la végétation influeront sur le mécanisme d'inflammation et par conséquent la capacité d'un feu à se propager, donc il est important d'étudier ces propriétés et de les traduire en un modèle physique simple qui reproduit la réalité de la propagation dans un temps minimale.

Depuis 1997, les travaux dans ce domaine ont conduit à l'élaboration de plusieurs modèles de propagation: SAFIR, FIRECODE, SWN…. Les simulations obtenues à partir de notre modèle « petit monde » de propagation valide bien des feux de laboratoire ainsi que des grands feux de forêt: feu Savane, Lançon… (voir Adou et al. Ecological Modeling, **221** (2010) 1463). Cette modélisation reste incomplète car

elle ne tient pas compte des différents processus de transfert thermique, d'émission des brandons et de flash-over.

Dans ce cadre, nos efforts se sont portés sur l'amélioration de la amélioré la modélisation des feux en caractérisant les différents mécanismes physique provoquant et évoluant les incendies.

Dans ce but, notre travail a été consacré à l'étude de la dynamique de la propagation d'un front de feu sous l'effet des différents types de connexions longues distances tel que : l'émission radiatif ou des brandons, la fractalité du front de feu et de la flamme, l'effet du vent et de rafale…

Néanmoins, nous cherchons à classer les phénomènes critiques observés dans notre simulation de propagation du feu selon les classes d'universalité connues dans la littérature ou selon des nouvelles classes.

Donc, pour bien détailler ce sujet nous avons décomposé notre thèse en quatre principaux chapitres :

Dans le premier chapitre nous avons abordé le concept de percolation statique et dynamique, en définissant les grandeurs caractéristiques de cette théorie comme le seuil de percolation, les lois d'échelle, les exposants critiques et les modèles statistiques simples de la percolation dynamique (Percolation Dirigée, Percolation Dirigée Biaisée, Percolation Dirigée avec désordre Gelé, …). En outre nous avons énoncé quelques modèles de propagation des épidémies reconnues en exposant les challenges faites dans ce domaine.

Le deuxième chapitre est divisé en deux parties principales, la première englobe toutes les généralités nécessaires pour la compréhension du phénomène de feu de forêt et les différents paramètres permettant au feu de se propager et d'évoluer. En outre, nous citons dans cette partie quelques moyens de lutte contre l'incendie. La deuxième partie de ce chapitre parle sur l'historique de la modélisation des feux de forêt allons des modèles déterministe simples jusqu'aux modèles statistiques complexes.

Le troisième chapitre présente le modèle du Réseau de Petit Monde, utilisé lors de cette étude où nous avons détaillé et expliqué le déroulement analytique physique et numérique de la propagation d'un front de feu sous l'influence des connexions longue distances, et de la pondération. En outre nous avons cité l'ensemble des résultats obtenus par notre simulation.

En fin, dans le dernier chapitre nous avons fait une étude expérimentale primaire afin de savoir modéliser les espèces végétales et pouvoir utiliser les résultats obtenues dans l'amélioration de notre programme de feu. Nous avons utilisé dans cette étude une des récentes techniques de caractérisation non destructive c'est la spectroscopie d'impédance qui caractérise la réponse diélectrique des matériaux sous l'action d'une excitation électromagnétique et d'un champ externe tel que la température. Cette étude est initialement faite au niveau de notre laboratoire mais en raison du manque d'expertise dans ce domaine nous avons complété cette partie dans un laboratoire de spectroscopie au Portugal (Aveiro), où nous avons pus caractérisé le comportement hydrique (eau) de la végétation sous l'action d'un champ de la température.

Chapitre I

Percolation & Dynamique

Dans ce chapitre, nous introduisons les fondamentaux de la théorie de percolation statique et dynamique en citant quelques modèles d'application dans les différents disciplines de la science.

I. Percolation Statique:

La théorie de percolation est l'un des modèles de transition de phase continue qui décrit le mouvement d'une particule (ou une entité) dans un milieu désordonné composé de deux différents type de matériau [01,05, 06].

La percolation intervient naturellement dans de nombreuses situations concrètes: les composites métal-isolant [01,04, 02], les systèmes magnétiques dilués de ferromagnétiques et de paramagnétiques, les gels de polymères, les feux de forets [01-02,08], les épidémies [09-10].

Expérimentalement, la transition de phase prédite par la théorie de la percolation n'a jamais été mise en évidence car tout système réel utilise une taille finie alors que la théorie est basée sur des systèmes à la limite thermodynamique [01]. Cela n'empêche pas l'évolution de cette théorie, où plusieurs méthodes analytiques (théorie des milieux effectifs, théorie des champs, …) et numériques (réseau de résistance aléatoire, la méthode de Monté Carlo, le réseau petit monde …) ont été émergé et développé pendant le dernier demi-siècle [01,11-13].

Historiquement, le premier processus de percolation a été développé durant la 2^{ieme} guerre mondiale par P.J Flory et W.H.Stockmayer pour décrire la polymérisation des molécules ramifiées lors d'une transition sol-gel [01,14, 15], cependant ces deux auteurs n'ont développé leur théorie de gélification que pour un type de réseau particulier (réseau de Bethe appelé également arbre de Cayley).

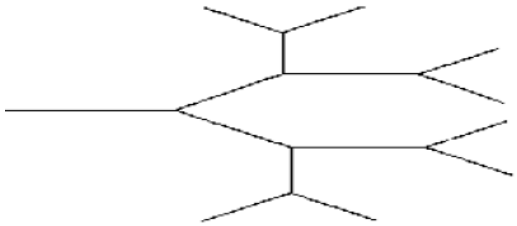

Fig. I.1 : Réseau de Bethe [01]

Ce n'est qu'en 1957 que la percolation s'est vu donner un aspect mathématique et a été baptisée par ce nom dans un article fondateur de S.R.Broadbent et J.M.Hammersley [16]. Ces deux auteurs étudiaient le problème du passage d'un fluide dans un filtre partiellement obstrué en cherchant à comprendre comment les masques à gaz des soldats devenaient inefficaces. Le terme de **percolation** que Hammersley lui a donné vient du phénomène similaire qu'est le passage de l'eau à travers le percolateur de la machine à café qui est un filtre au même titre que le masque à gaz.

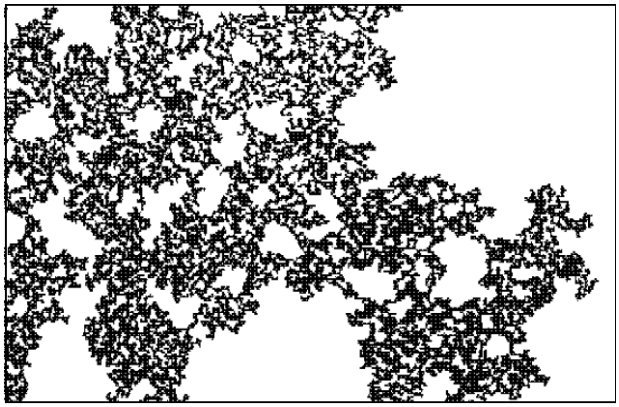

Fig. I.2 : Phénomène de percolation [02]

I.1. Types de percolation:

Le modèle le plus simple adapté à la percolation, est définie sur un réseau carré de $L \times L$ sites avec des tailles égaux **a**. le processus de percolation dépend de la disposition des particules provoquant la propagation (arbres, particules conductrices …), selon ce principe deux modèles théoriques ont notamment émergé: la percolation des sites et la percolation des liens.

I.1.A. ***Percolation des sites :*** Soit un ensemble de particules noir situées aléatoirement au centre des sites du réseau carré avec une probabilité d'occupation p, la connexion entre les bornes du réseau –haut et bas- par un passage sur les sites noirs se réalisera par trois configurations différentes[01] : Formation des petits amas finis pour une concentration d'occupation très petites $p \ll 1$(pas de connexion Fig. I.3. a), en augmentant p les petits amas se relient entre eux formant un amas simplement corrélé relie les deux bornes du système (Fig. I.3. b), à cette étape la transition de phase aura lieu. À $p \to 1$, la taille d'amas est suffisamment grandes et couvre presque tout le système (Fig. I.3. c) [01].

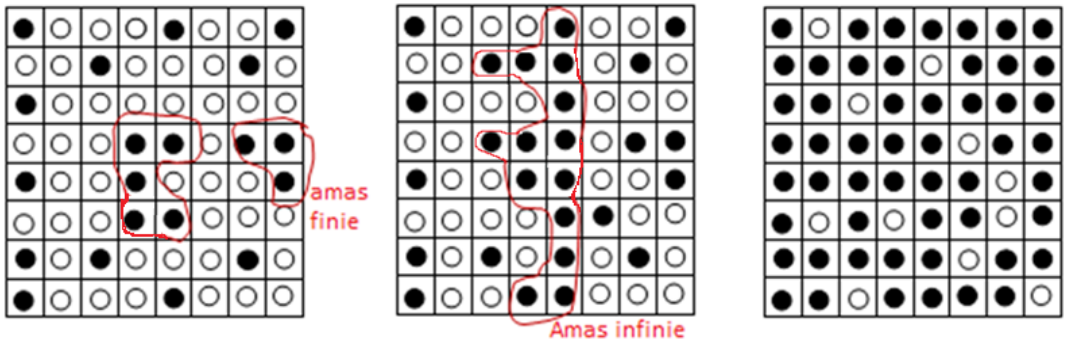

Fig. I.3 : Percolation des sites [01, 02]

I.1.B. ***Percolation des liens :*** La percolation des liens est relativement semblable. Un réseau carré de sites noirs reliés entre eux par des liens, qui peuvent être actifs avec une probabilité p, et inactifs avec une probabilité 1-p.

Le processus de percolation dépend dans ce cas du nombre des liens (traits) qui se touchent entre eux formant l'amas reliant les deux bornes du système –haut et bas-[01].

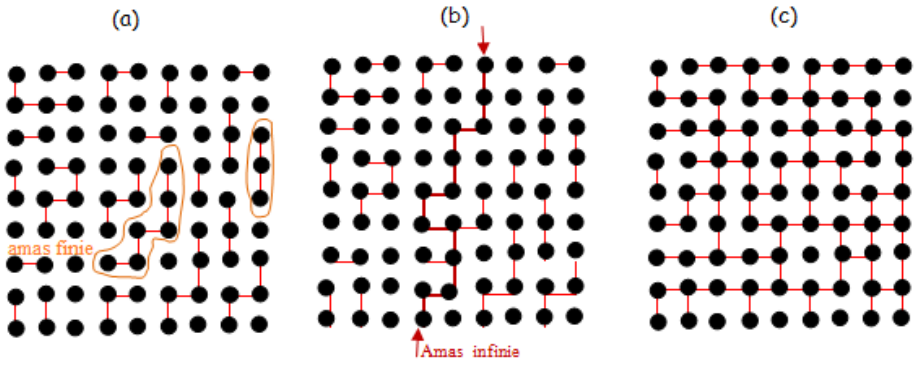

Fig. I.4 : Percolation des liens [01, 02]

I.2. La percolation dans un réseau régulier :

Les 1ères études sur la percolation ont été faites tout d'abord sur des réseaux réguliers à deux et trois dimensions (lien avec les structures cristallines, approches mathématiques plus simple) [01,11-13]. Ces études sont établies à plusieurs formes du réseau régulier telle que : carré, triangulaire, nid d'abeille, cubique simple … [01, 17,18].

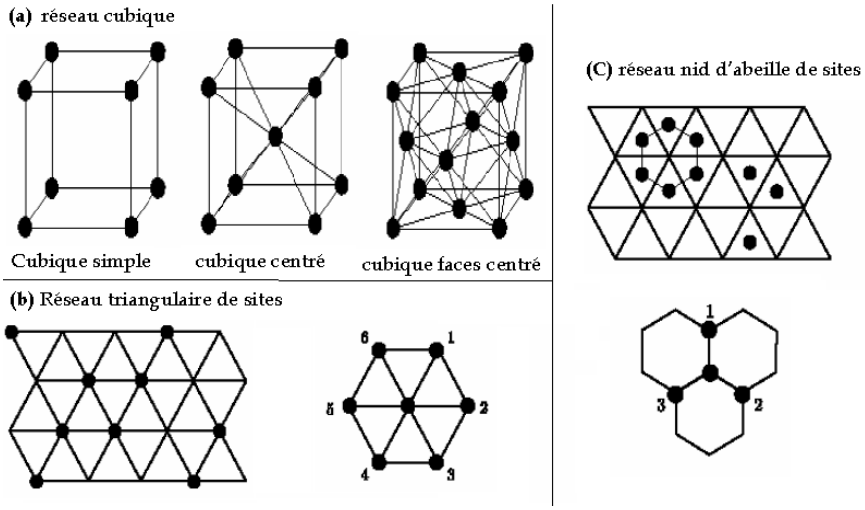

Fig. I.5 : Forme du réseau régulier [01]

Excepté certains réseaux à deux dimensions où la symétrie permet de calculer exactement pc, le seuil de percolation ne peut être calculé que par simulation numérique ou par extrapolation de séries.

Réseau	***p_c (site)***	***P_c (lien)***
Nid d'abeille	*0.6962*	*0.652 71*
Carré	*0.5927*	*0.500 00*
Triangulaire	*0.5000*	*0.347 19*
Diamant	*0.428*	*0.388*
Cubique simple	*0.311 7*	*0.146 2*
Cubique centrée	*0.245*	*0.178 5*
Cubique à faces centrées	*0.198*	*0.199*

Tab I.1 : Seuil de percolation pour quelques réseaux usuels [01,09]

I.3. Notion d'amas et seuil de percolation :

I.3. A. ***Notion d'amas :*** Un amas s, est un groupe de S éléments voisins (sites ou liens) occupés sans avoir un site vide entre eux. L'apparition d'un site vide entre les sites occupés brise l'amas principal en deux amas différents.

Le nombre de s-amas normalisé (n_s) par les N sites du réseau fini est donné par le rapport entre le nombre d'amas de taille S (N_s) et le nombre total des sites du réseau **[**01,19, 20]

$$n_s = \frac{N_s}{N} \qquad (I.01)$$

Dans le cas d'un réseau infini, ce nombre d'amas normalisé n'est que la limite de l'équation (Eq. I. 01) pour un nombre des sites N tend vers l'infinie [01] :

$$n_s = \lim_{N\to\infty} \frac{N_s}{N} \qquad (I.02)$$

La probabilité qu'un site du réseau appartient à l'amas s croit par un facteur S, cette probabilité est définie comme [01] :

$$\mathbb{P}_s = Sn_s \qquad (I.03)$$

I.3. B. ***Le seuil de percolation :*** Le processus de percolation suit différentes configurations selon la valeur de la concentration d'occupation du réseau carré choisi. A une certaine valeur spécifique et unique de la concentration d'occupation, il apparait un chemin simplement corrélé reliant les deux bords du système, cette valeur critique de la concentration d'occupation est le seuil de percolation p_c de cette transition de phase « percolant/ non-percolant » [01, 21,22]. En dessous de cette valeur critique $p < p_c$ le système ne se propage pas car il n'existe que de petits amas indépendants les uns par rapport aux autres.

Au dessus du seuil de percolation $p > p_c$, la taille du premier chemin percolant croit formant l'amas infini qui décrit l'état final du système (amas percolant) [02, 23, 24].

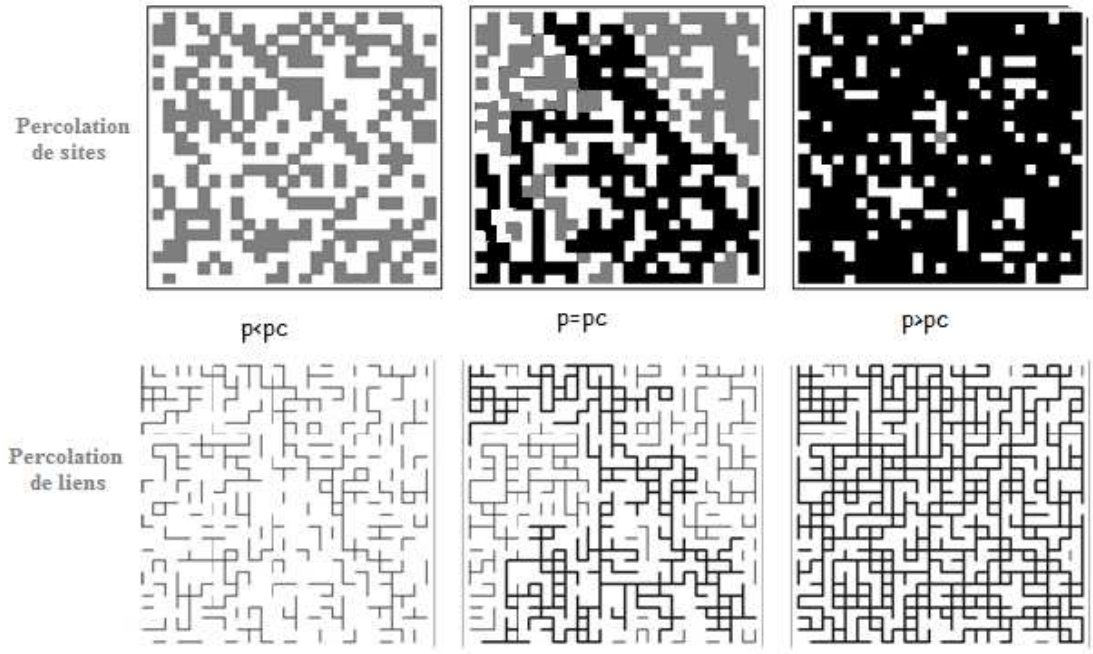

Fig. I.6 : schéma caractéristique des états de percolation [01]

Dans la théorie de percolation, l'existence du seuil de percolation est fondamentale [21]. Cette valeur critique se caractérise par le changement brusque de la valeur de la probabilité d'appartenir à l'amas infini (Fig. I.7); cette dernière décrie la transmission d'une grandeur physique d'un coté du réseau à un autre comme exemple : la transmission des maladies, du feu, du courant électrique [01]…

$$P_\infty(p) \begin{cases} = 0 & p < p_c \\ > 0 & p > p_c \end{cases} \qquad (I.04)$$

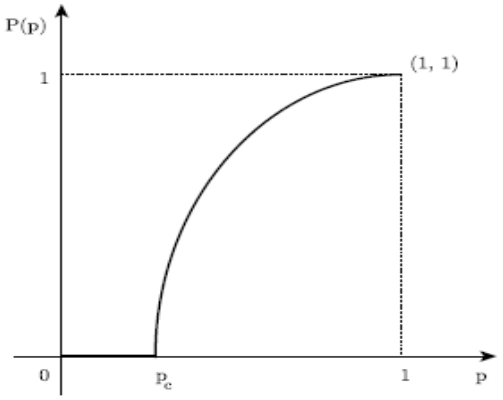

Fig. I.7 : Probabilité de percolation [01]

Enfin, notons que la valeur du seuil de percolation dépend de la dimension de l'espace et de la géométrie du réseau, la valeur du seuil ne dépend pas de l'aspect physique des sites ou de liens occupés, ce qui donne à la théorie de percolation un aspect universel [**05]**

I.3. C. ***Détermination du seuil de percolation :*** L'étude des comportements critiques des systèmes hors équilibre prend une place importante dans la physique, ces comportements décrivent le passage dynamique ou statique d'une certaine entité physique d'une phase à l'autre. Quoi que ces phénomènes ont été étudiés depuis plusieurs décennies l'évaluation et la détermination exacte du seuil de percolation reste l'objet de plusieurs études mathématiques, physiques et même numériques…

Les méthodes mathématiques, sont les plus exacte mais jusqu'à présent ils sont limitées à des dimensions inférieures à trois [25, 26], ce qui mène à l'étude approximative statistique et numérique.

I.3.C. a. Solution exacte en dimension un :

Le problème de percolation peut être résolu de façon exacte en dimension un [01], le réseau correspond à une chaîne linéaire où les sites sont occupés avec une probabilité *p,* les amas sont alors des groupes de sites actifs voisins. Un amas ne contient pas des sites inactifs en son sein s'il est de taille finie. Cependant, il est nécessairement bordé par un site inactif à droite et à gauche (Fig. I.8).

Fig. I.8 : amas unidimensionnelle [01]

Soit *p* la probabilité d'activité d'un site sachant que cette activité est indépendante de celle des autres sites. La probabilité que *x* sites soient occupés est alors p^x, les événements étant statistiquement indépendantes la probabilité pour qu'un site soit inactif est *(1-p).* Si *p=1*, l'ensemble des sites sont occupés et la chaîne ne forme qu'un amas unique. Quel que soit *p* inférieur à 1, « des trous » viendront couper cet amas là où un site sera inactif. Ainsi, une chaîne de taille L aura en moyenne *(1-p)L* sites inactifs.

Lorsque L tend vers l'infini, le nombre moyen des sites actifs tend également vers l'infini. L'existence d'un seul site inactif brise l'amas qui connecte les deux extrémités.

En d'autres termes, lorsque p est inférieur à un, il n'y a pas d'amas percolant. Par conséquent, le seuil de percolation est $p_c=1$, dans ce cadre d'analyse il est impossible d'observer le comportement du système pour des valeurs de $p>p_c$.

I.3.C. b. Solution exacte dans le réseau de Bethe :

Le réseau de Bethe représenté sur la figure (I.1), permet lui aussi le calcul exact du seuil de percolation [01]. La structure arborescente se définit par un nombre *z* de plus proches voisins pour chaque site. Ainsi, il existe *z* liens partant de l'origine. Chaque lien se termine par un autre site d'où partent également *z* liens. Obtenir un amas percolant revient alors à trouver un chemin infini de sites actifs à partir de l'origine vers l'extérieur, il existe $(z-1)$ nouvelles directions sur chaque nouveau site.

Chacun de ces nouveaux liens conduit à un nouveau voisin qui est actif avec une probabilité p. par conséquent, il existe en moyenne $(z-1)\,p$ nouveaux sites sur lesquels il est possible de continuer le chemin. Si ce nombre est inférieur à un, le nombre moyen de chemins différents conduisant à l'infini décroît à chaque génération d'un facteur inférieur à l'unité. Ainsi même si tous les sites voisins sont actifs et même si z est grand, lorsque $p< 1/(z-1)$. La probabilité de trouver un chemin continu tend vers zéro exponentiellement avec la longueur du trajet. Le seuil de percolation dans le réseau de Beth est par conséquent $p_c =1/(z-1)$, avec *z* le nombre de voisins de chaque site.

La démonstration étant également possible en considérant que l'activité des liens est aléatoire, la formule apparaît valide aussi bien pour la percolation de sites que pour la percolation des liens.

I.3.C. c. Méthode numérique :

Une autre méthode d'estimation de p_c c'est la méthode numérique. Celle-ci réside dans l'observation de phénomènes de transports qui ne sont possibles que s'il existe un amas percolant (par exemple, la conduction électrique). L'analyse statistique des valeurs du seuil obtenues sur un nombre important de configurations d'extension fini donne la limite déterministe de p_c. En prenant comme exemple les courbes qui représentent la portion d'échantillons conducteurs pour une valeur d'activité des liens donnée *p* (un échantillon est

dit conducteur, si un amas percolant relie les bords du réseau), Le seuil de percolation p_c est obtenu au point d'intersection de ces différentes courbes.

I.3.C. d. La méthode des séries :

La méthode consiste à déterminer par comptage direct sur des petits échantillons, la statistique des amas sur le réseau et à extrapoler au moyen des méthodes mathématiques [04]

I.3.C. e. La méthode de renormalisation :

Les méthodes de renormalisation sont un autre moyen pour estimer le seuil de percolation. L'idée de base vient de l'hypothèse qu'il existe un seule échèle pour caractériser le problème de la longueur de corrélation ξ qui diverge à p_c (pour plus de détails consulter [27]).

I.4. Les grandeurs caractéristiques de la percolation:

L'étude des phénomènes critiques est basée sur l'analyse du comportement de certaines grandeurs physiques caractérisant le système étudié, dans la théorie de percolation nous nous intéressons aux grandeurs suivantes :

I.4.A. ***Le nombre total d'amas :*** Lors de la percolation les sites du réseau forment un nombre n_s d'amas de la taille S (Eq. I. 01), le nombre total de ces amas normalisés est noté $G(p)$ [01]:

$$G(p) = \sum_s n_s \qquad (I.05)$$

I.4.B. ***La taille moyenne d'amas fini :*** Chacun des sites du réseau peut appartenir à l'amas- s selon la probabilité $\mathbb{p}_s$ (Eq. I. 03) ou à un autre amas fini quelconque par une probabilité égale à :

$$\mathbb{p} = \sum_s S n_s \qquad (I.06)$$

La probabilité qu'un amas fini auquel appartient un site actif arbitraire contienne exactement S sites est donnée par le rapport w_s [01]:

$$w_s = \frac{n_s S}{\sum_s n_s S} \qquad (I.07)$$

De là, la taille moyenne d'un amas finis normalisé par les sites du réseau est [01]:

$$S(p) = w_s S = \sum_s \frac{n_s S^2}{\sum_s n_s S} \qquad (I.08)$$

I.4.C. ***Probabilité d'appartenir a l'amas infini :*** La théorie de percolation décrit la transition de phase par l'apparition d'un amas simplement connecté reliant les deux bornes du système, cet amas percolant s'appelle l'amas infini.

La probabilité qu'un site du réseau soit un élément de l'amas infini est défini par le rapport entre le nombre des sites dans l'amas infini et le nombre total des sites actifs du réseau **[01]**:

$$\mathbb{P}_\infty(p) = \frac{nombre\ de\ sites\ de\ l'amas infini}{nombre\ de\ sites\ actifs} \qquad (I.09)$$

Le comportement critique de cette probabilité dépend du seuil de percolation telle que [01,02] :

$$\mathbb{P}_\infty(p) = \begin{cases} 0 & p < p_c \quad (pas\ d'amas\ infini) \\ (p - p_c)^\beta & p \geq pc \quad (1\ amas\ infin\ en\ croissance) \end{cases} \qquad (I.10)$$

Selon cette probabilité, on peut réécrire la probabilité qu'un site appartient à un amas fini (Eq. *I*.6) comme [01,02] :

$$\mathbb{P} = p\big(1 - \mathbb{P}_\infty(p)\big) \qquad (I.11)$$

Et par conséquent, la taille moyenne d'amas sera [01,02]:

$$S(p) = \begin{cases} \sum_s n_s S^2 / p & p < p_c \\ \sum_s n_s S^2 / p\big(1 - \mathbb{P}_\infty(p)\big) & p \geq pc \end{cases} \qquad (I.12)$$

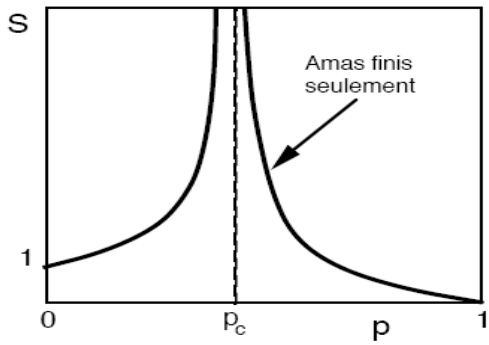

Fig. I.9 : Taille moyenne des amas finis de la percolation. L'exposant est le même au dessus et au dessous du seuil de percolation. [09]

I.5. Les longueurs caractéristiques :

Le phénomène de percolation est basé sur la construction des amas finis qui se connectent entre eux pour former l'amas percolant. L'ensemble de ces amas finis sont caractérisés par des longueurs critiques tel que :

I.5.A. ***Rayon des amas :*** Le rayon moyen (rayon de giration) R_s décrit par un amas S de moment d'inertie homogène est défini comme [01,02]:

$$R_S^2 = \frac{1}{S}\sum_{i=1}^{S} |\vec{r}_i - \vec{r}_0|^2 \qquad (I.13)$$

Avec $\vec{r}_0$ est le barycentre de l'amas:

$$\vec{r}_0 = \frac{1}{S}\sum_{i=1}^{S} \vec{r}_i \qquad (I.14)$$

i, étant un site courant de l'amas ($\mathfrak{s}$).

Pour n'importe quel endroit du réseau, la valeur du rayon moyen R_s est [01,02]:

$$R_S^2 = \frac{1}{2S^2}\sum_{i,j}^{S} \left|\vec{r}_i - \vec{r}_j\right|^2 \qquad (I.15)$$

I.5.B. ***Longueur de corrélation :*** La longueur de corrélation ou de connexion est la valeur moyenne de tous les rayons de giration pour tous les amas finis, elle décrit la distance moyenne de l'infection [01,02].

$$\xi^2(p) = \langle R_S^2 \rangle = \frac{2\sum_S R_S^2 S^2 n_{\mathfrak{s}}}{\sum_S S^2 n_{\mathfrak{s}}} \qquad (I.16)$$

I.5.C. ***Fonction de corrélation :*** La probabilité qu'un site arbitraire, à la distance r d'un site occupé, appartient au même amas décrit la fonction de corrélation $g(r)$[01,02]:

$$g(r) = \frac{\langle m(\vec{r}_0)\, m(\vec{r}_0 + \vec{r})\rangle}{\langle m(\vec{r}_0)\,\rangle} \qquad (I.17)$$

Si on se limite à p_c l'amas infini n'est qu'un amas fini de taille S qui croît vers l'infini, dans ce cas là on peut déduire la relation entre le rayon moyen et la taille d'amas [01,02]:

$$S \propto R_s^{D_f} \qquad (p = p_c, S \to \infty) \tag{I.18}$$

Avec D, la dimension fractale d'amas infini.

Et puisque la taille S, n'est que le nombre des sites appartenant a cet amas, on peut déduire la structure asymptotique de la fonction de corrélation [01,02]:

$$\begin{cases} g(r) \propto r^{-d+D_f} & p = p_c \\ g(r) \propto e^{-\frac{r}{\xi}} & p = p_c \end{cases} \tag{I.19}$$

En plus, il existe toujours un nombre moyen d'amas finis de tailles différentes, ceci est illustré par le comportement de la distribution des tailles des amas à la percolation [01,02]:

$$n_s(p_c) \propto s^{-\tau} \tag{I.20}$$

I.6. Les lois d'échelle et exposants critiques:

I.6.A. Lois d'échelle :

Autour du point critique, la plupart des grandeurs physiques caractérisant la percolation $(\xi(p), \mathbb{p}_\infty(p), S(p)\ et\ n_s(p))$ se comportent indépendamment des détails microscopiques et de la structure du système. Cette indépendance est résumé dans un ensemble des lois appelé « Lois d'échelle » [19,28]

I.6.A.a. La longueur de corrélation : La taille moyenne des amas finis formé par les sites du réseau au cours de la percolation $(\forall p)$ est représenté par une longueur de corrélation, cette dernière diverge lorsque p atteint p_c, selon une loi de puissance :

$$\xi(p) \propto |p - p_c|^{-\nu} \tag{I.21}$$

L'exposant ν, est conservé quelque soit la valeur de la concentration d'occupation p, et il ne dépend que de la dimension du système [01,02].

D'autre part, la valeur du rayon moyen ou le carré de la longueur de corrélation diverge comme :

$$\xi^2(p) = \langle R_S^2 \rangle \propto |p - p_c|^{-2/\sigma D_f} \tag{I.22}$$

A partir de ces équations (I.18, I.21 et I.22) on peut déduire la valeur de la dimension fractale D_f:

$$D_f = \frac{1}{\sigma\nu} \qquad (I.23)$$

Cette divergence de la fonction de corrélation à p_c dû à l'apparition d'amas infini **i.e.** le rayon de giration tend vers l'infini, Le nombre des sites occupés de l'amas infini situés dans une sphère fractale du rayon ξ diverge comme :

$$M \propto |p - p_c|^{-\nu D_f} \qquad (I.24)$$

Ce nombre n'est que le produit de la probabilité qu'un site occupé appartient à l'amas infini par le nombre des sites présents (vides ou occupés) :

$$M \propto \mathbb{p}_\infty(p) * \xi^d \propto |p - p_c|^{-\beta+\nu d} \qquad (I.25)$$

En comparant ces deux divergences, on déduit la relation d'échelle suivante [01,02]:

$$D_f = d - \frac{\beta}{\nu} \qquad (I.26)$$

I.6.A.b. ***<u>La probabilité d'appartenir à l'amas infini</u>*** **:** Au seuil de percolation, un amas infini ou percolant apparaitre. la probabilité qu'un site soit dans cet amas croit très rapidement au-dessus du seuil, et elle présente un comportement singulier [01,02]:

$$\mathbb{p}_\infty(p) \propto |p - p_c|^{-\beta} \qquad (I.27)$$

L'exposant β, ne dépend que du modèle et de la dimension du réseau, en plus β n'est définit que lorsque $p \geq p_c$ ($\mathbb{p}_\infty(p < p_c) = 0$).

I.6.A.c. ***<u>La taille moyenne d'un amas :</u>*** A p_c qui est la cause de l'apparition d'amas infini, le nombre moyen des sites des amas finis (taille moyenne d'amas) se diverge [01,02]:

$$S(p) \propto |p - p_c|^{-\gamma} \qquad (I.28)$$

Lorsque $p > p_c$, l'amas infini n'est pas pris en compte, seul les amas de taille voisine de la longueur de corrélation ξ influent sur le processus de la percolation, cette dernière diverge aussi à p_c :

$$S_\xi(p) \propto |p - p_c|^{-1/\sigma} \qquad (I.29)$$

I.6.A.d. ***<u>Le nombre moyen d'amas normalisé :</u>*** Comme toutes longueurs caractéristiques, le nombre d'amas normalisés au cours de la percolation diverge à p_c [01,02]:

$$\sum_s n_s \propto |p - p_c|^{2-\alpha} \qquad (I.30)$$

Ces lois d'échelle montrent bien l'universalité de la transition de phase (percolant/non-percolant) et elles expriment bien l'indépendance des exposants critiques des détails microscopiques du système [01].

I.6.B. <u>Exposants critiques :</u>

L'existence d'une transition de phase donne naissance à un ensemble des exposants critiques, ces exposants ne sont plus indépendants, ils sont reliés entre eux par des lois d'échelle.

L'utilité de ces lois est de savoir calculer ces différents exposants. Plusieurs théories ont été émergées dans ce cadre là, les plus adaptées sont :

I.6.B.a. ***<u>La théorie de LANDAU:</u>*** La théorie de Landau suppose qu'au voisinage du seuil de percolation, les fluctuations du paramètre d'ordre ne sont pas négligeables [54-55], ils présentent une certaine densité d'énergie libre. Cette énergie est s'exprimée par l'ajout d'un terme singulier $f_s(t, h)$

Telle que :

$$f_s(\mathfrak{p}, h) = |\mathfrak{p}|^{2-\alpha} F_f\left(\frac{h}{|\mathfrak{p}|^{\Delta}}\right) \qquad (I.31)$$

$\mathfrak{p}$: est le paramètre du développement (expansion parameter)

$$\mathfrak{p} = \frac{p - p_c}{p_c} \qquad (I.32)$$

F_f **:** est une fonction définie de part et d'autre de la concentration critique avec :

$$\begin{cases} \lim_{x\to 0} F_f = C^{te} = 0 \\ \lim_{x\to\infty} F_f(x) = x^{\lambda+1} \ \ comportement\ algébrique\ quand\ \left(\frac{h}{|\mathfrak{p}|^{\Delta}}\right) \to \infty \end{cases} \qquad (I.33)$$

Les dérivées succéssives de ce terme singulier permettre de déduire les différents relations entre les exposants critiques :

$$\alpha + \gamma + 2\beta = 2 \tag{I.34}$$

$$2 - \alpha = \nu d = \frac{(\tau - 1)}{\sigma} \tag{I.35}$$

$$\gamma = \frac{(3 - \tau)}{\sigma} \tag{I.36}$$

$$\beta = \frac{(\tau - 2)}{\sigma} \tag{I.37}$$

I.6.B.b. ***<u>Hypothèse d'échelle «Widom scaling »:</u>*** cette théorie exprime les grandeurs physiques caractérisant la percolation par des fonctions mathématiques homogènes dont la forme [54-55]:

$$F(\lambda x) = g(\lambda)F(x) \tag{I.38}$$

Par un intégrale de séparation de variable on déduit la valeur de $g(\lambda)$:

$$g(\lambda) = \lambda^{\mathrm{P}} \; sachant \; que: \begin{cases} g'(1) = \mathrm{P} \\ g(1) = 1 \end{cases} \tag{I.39}$$

Alors, la forme finale de ces fonctions mathématiques sera :

$$F(\lambda x) = \lambda^{\mathrm{P}} F(x) \tag{I.40}$$

La résolution de ces fonctions d'échelle pour plusieurs variables donne les relations entre les exposants critiques :

$$F(\lambda^{\mathrm{P}} x, \lambda^{\mathrm{q}} y) = \lambda F(x, y) \quad avec: \begin{cases} \mathrm{P} = \dfrac{1}{\beta(\delta + 1)} \\ \\ q = \delta \dfrac{1}{(\delta + 1)} \end{cases} \tag{I.41}$$

Tous ces exposants critiques, attachées à la structure géométrique du réseau ils s'expriment seulement en fonction de deux exposant (peu n'importe l'exposant $\alpha, \beta, \tau, \sigma, \nu \; et \; D_f$) [01,02]:

Exposant	***d=2***	***d=3***	***Grandeurs***
α	-2/3	-0.6	Nombre total d'amas
β	5/36	0.42	Amas infini
γ	43/18	1.8	Taille moyenne d'amas fini
ν	4/3	0.88	Longueur de corrélation
σ	36/91	0.45	Taille type des amas
τ	187/91	2.2	Nombre d'amas $p=p_c$
D_f ($p=p_c$)	91/48	2.52	Dimension fractale
D_f ($p<p_c$)	1.56	2.0	Dimension fractale
D_f ($p>p_c$)	2	3	Dimension fractale

Tab I.2 : Exposants critiques de la transition de phase continue pour 1 et 2 dimension [01,07]

II. Les modèles d'application de la percolation:

L'étude des phénomènes critiques de la percolation a pris un vaste domaine dans la recherche scientifique. Dans ce cadre, la concurrence est focalisée sur la modélisation. La recherche d'un modèle plus réaliste et plus représentatif est passée par différents pistes durant ces dernières années.

II.1. Modèles du réseau régulier :

En physique du solide, les systèmes cristallins sont caractérisés par un arrangement très ordonné de leurs atomes tel qu'un réseau géométrique caractéristique qui se répète dans tout le cristal. Ce réseau est définit comme un groupe symétrique de ***n*** translations en directions, ou en d'autres termes, est un graphe d'espace ordonné avec une invariance par translation. Il est organisé par des cellules unités qui remplissent périodiquement l'espace à ***d*** dimensions, en outre chacune de ces cellules du réseau a le même nombre de voisins ***k***, ce qui définit la régularité du réseau.

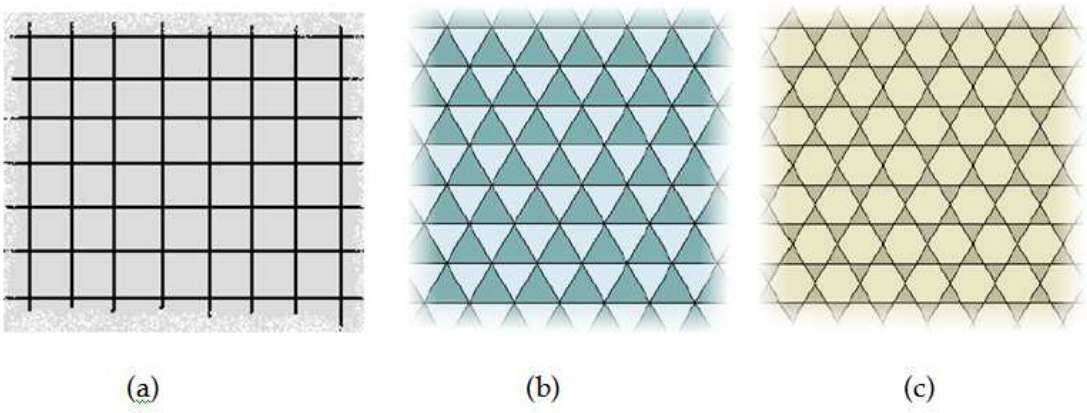

Fig. I.10 : Structures du réseau régulières, (a) carré (b) triangulaire (c) de Kagomé

Les propriétés géométriques d'un réseau régulier peuvent provoquer la frustration en matière condensée comme dans les systèmes antiferromagnétiques. Cette dernière a été largement observée dans le réseau triangulaire et le réseau de Kagomé à deux dimensions (Fig. I.10) [29]. Cette frustration dû essentiellement aux contraintes géométriques qui découle de la structure du réseau, et qui ne permet pas le rétablissement du système à son état du sol en raison de l'existence d'une entropie résiduelle à la température nulle $T = 0$ (**exp:** les connexions électriques, glace d'eau [30]).

Un tel réseau régulier est limité dans les simulations par une taille finit, ce qui nécessite un certain nombre des conditions aux limite. Ceci est pour éviter les effets des frontières, des échanges énergétiques libres, locaux et des coins.

II.2. Modèles du réseau irrégulier:

Un réseau évolue spontanément dans le monde réel suit généralement des règles qui sont contrôlées par des propriétés aléatoires tel que le temps, le type etc. Ces systèmes auto-organisés excluent la régularité et montrent une structure assez différente du réseau cristallin. Dans ce qui suit, nous allons à l'aperçu de l'histoire des réseaux aléatoires et à définir des modèles générales qui appartiennent à ce segment.

II.2.A. Les graphes aléatoires «Modèle d'Erdös-Rényi » :

Dans les années 50, Solomonoff et Rapoport [31] ainsi Erdös et Rényi [32-33] ont définis indépendamment le premier modèle de graphe aléatoire $\boldsymbol{G_{N,n}}$[34] afin de décrire les filets du monde réel. Ils supposaient que chaque paire de sites $\boldsymbol{N}$ du réseau est connectée aléatoirement avec une probabilité donnée $\boldsymbol{p}$, ces nombres totales des sites sont interconnectés entre eux par un nombre maximal de liens $\boldsymbol{n}$ donnée par :

$$n = p\ \frac{N(N-1)}{2} \qquad (I.42)$$

La distribution des liens actifs et non actifs suit une distribution binomiale dépendante de la probabilité p:

$$P(k) = \binom{N-1}{k} p^k\ (1-p)^{N-1-k} \qquad (I.43)$$

Où $\boldsymbol{p^k}$ est la probabilité que $\boldsymbol{k}$ liens sont présents, $\boldsymbol{(1-p)^{N-1-k}}$ est la probabilité d'absence des liens supplémentaires, et $\binom{\mathbf{N-1}}{\mathbf{k}}$ nombre de sélection des paramètres pour les $\boldsymbol{k}$ liens présents.

Si la taille $\boldsymbol{N}$ tend vers l'infini, cette forme binomiale se transforme en une distribution de Poisson:

$$P(k) = \frac{p(N-1)^k}{k\,!}\ e^{-\,p(N-1)} = \frac{\langle k\rangle^k}{k\,!}\ e^{-\langle k\rangle} \qquad (I.44)$$

Où on note le nombre de voisin moyen $\langle \mathrm{k} \rangle = \mathrm{p}(\mathrm{N}-1)\ \approx\ \mathrm{pN}$.

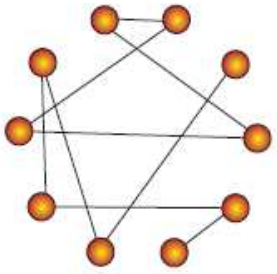

Fig. I.11 : Structures d'un graphe aléatoire

La variation de la probabilité $\boldsymbol{p}$ fait appel à un processus de percolation ou de transition de phase (Fig. I.12), où le graphe change leurs états selon le nombre de voisin ($\langle \boldsymbol{k} \rangle \simeq \boldsymbol{pN}$) connectés entre eux :

- Si $\langle k \rangle < 1$, la densité des liens est basse, le graphe contient des sites isolés, et la distribution de la taille d'amas est exponentielle. Le chemin le plus grand $\overline{\ell}$ du graphe est en rapport avec le diamètre d'un site [35-36].

$$\overline{\ell} \simeq \frac{logN}{log\langle k \rangle} \simeq \frac{logN}{\log(pN)} \qquad (I.45)$$

  - Si $\langle k \rangle > 1$, un amas géant apparaît et parcourt la plupart des sites. Le diamètre du graphe égale à la taille linéaire d'amas géant.
  - Si $\langle k \rangle > ln\,(N)$ le graphe est entièrement connecté.

Le point critique est situé là où $\langle k \rangle \simeq pN = 1$ et par conséquent

$$p_c = \frac{1}{N} \qquad (I.46)$$

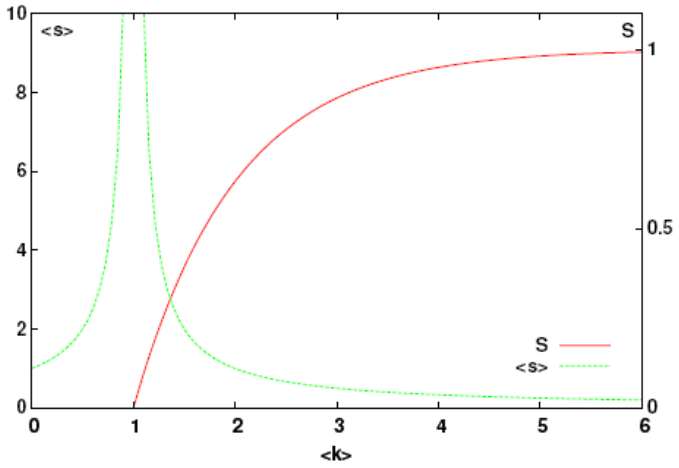

Fig. I.12 : Existence d'une transition de phase topologique à p_c
La taille moyenne des amas $\langle s \rangle$ diverge, La taille d'amas géant **S** croit

En outre, dans les graphes aléatoires, la probabilité pour que deux voisins choisis soient connectés est égale à la probabilité de connexion de deux sites choisis aléatoirement, ce ci définie le coefficient d'amas :

$$P = C_{rand} = \frac{\langle k \rangle}{N} \qquad (I.47)$$

Même si les graphes aléatoires ont une courte longueur moyenne du chemin, la plupart des autres propriétés ne correspondent pas aux réseaux du monde réel. Elle montre une distribution de voisin ***P(k)*** poissonnienne avec une queue exponentielle pour un ***k*** assez grand, le coefficient d'amas dépend de la taille du système (Eq. *I*.47) dont les caractéristiques ne se comportent pas généralement pour les réseaux empiriques. Ces trois propriétés majeures caractérisent les graphes aléatoires et toute dérogation à celles-ci doivent être expliquer par des processus non-aléatoires, qui nous conduisent à un comportement du monde réel. Cependant, l'importance du modèle ***Erdös-Rényi*** et les graphes aléatoires est incontestable; elle induit la base d'une nouvelle science et elle donne de nombreux outils qui deviennent essentielle pour caractériser plusieurs réseaux réels et théoriques plus tard.

II.2.B. Les réseaux de petit monde «Modèle de Watts-Strogatz » :

Le phénomène de petit monde est apparu dans la littérature en 1929 dans une chaîne de romans par Frigyes Karinthy [37]. Dans son histoire courte, il a écrit sur les six étapes de séparation entre les personnes choisies aléatoirement dans le monde. Ces six degrés de séparation étaient prouvés pour la première fois par le psychologue américain Stanley Milgram dans son expérience célèbre en 1967 [38], où il a examiné la longueur moyenne du chemin dans le réseau social de personnes aux Etats-Unis. Dans sa recherche, il a envoyé des lettres aux citoyens choisis au hasard aux États-Unis, qu'ils ont transmis encore alors ces lettres à leurs amis. Milgram a compté le nombre d'étapes après l'arrivée des lettres vers lui et il a trouvé la longueur moyenne du chemin $\overline{\boldsymbol{\ell}} = 5.5$.

Après ça, dans les décennies qui ont suivi, les effets du petit monde avaient été trouvés dans différents types de réseaux et travaillé autour dans plusieurs documents scientifiques.

Une approche des réseaux du monde était définie par Watts et Strogatz [39-41] dans ce qu'on appelle le modèle de petit monde « ***Small World model*** » pour montrer que les gents dans un réseau social sont tous très proche pour se connecter aux autres [42], ce modèle fait aussi la transition entre les graphes réguliers et aléatoires. Leur définition procède d'un graphe régulier initial de dimension ***1*** avec une condition aux limites périodiques (chaîne) où chaque site est lié à ses premiers ***k*** voisins dans les deux sens. Puis, en passant par tous les sites, chaque lien est refait avec une probabilité $\boldsymbol{\phi}$, et un point situé en face à la fin est choisi aléatoirement. Quand $\boldsymbol{\phi = 0}$ (Fig. I.13.a), le réseau conserve sa structure régulière initiale, mais lorsque

$\boldsymbol{\phi \rightarrow 1}$ (Fig. I.13.b), le réseau se transforme en un graphe aléatoire. Le coefficient d'amas à $\boldsymbol{\phi = 0}$ est grand :

$$\mathrm{C} = \frac{(3k-3)}{(4k-2)} \qquad \left(C \rightarrow \frac{3}{4} \ (k \nearrow)\right) \tag{I.48}$$

Toutefois, la longueur moyenne du chemin est longue $\boldsymbol{\overline{\ell}}$ dépend des voisins $\boldsymbol{k}$

$$\overline{\ell} = \frac{L}{4k} \tag{I.49}$$

Lorsque $\boldsymbol{\phi \rightarrow 1}$, le système s'approche de plus en plus au réseau aléatoire, où la longueur moyenne du chemin est donné par :

$$\overline{\ell} = \frac{ln\, L}{ln\, k} \tag{I.50}$$

De plus, le coefficient d'amas devient petit par rapport au réseau régulier [43]:

$$C \simeq \frac{2k}{L} \tag{I.51}$$

Une définition modifiée a été donnée indépendamment par Monasson [44] et par Newman et Watts [45-46] où ils ont gardé la chaîne régulière originale mais ils ont défini ce qu'ils ont appelé des courts circuits supplémentaires entre les sites choisis aléatoirement (Fig. I.13.d). La probabilité $\boldsymbol{\phi}$ ici joue le rôle de la densité des courts circuits. Ce modèle se réduit au modèle original de ***Watts-Strogatz*** dans le cas d'une taille $\boldsymbol{L}$ suffisamment grande et une probabilité $\boldsymbol{\phi}$ petit.

Dans cette version nouvelle du modèle petit monde, le coefficient d'amas dépend du nombre des courts circuits tels que [47]:

$$c(p) = \frac{(3k-3)}{(4k-2)+4kp(p+2)} \tag{I.52}$$

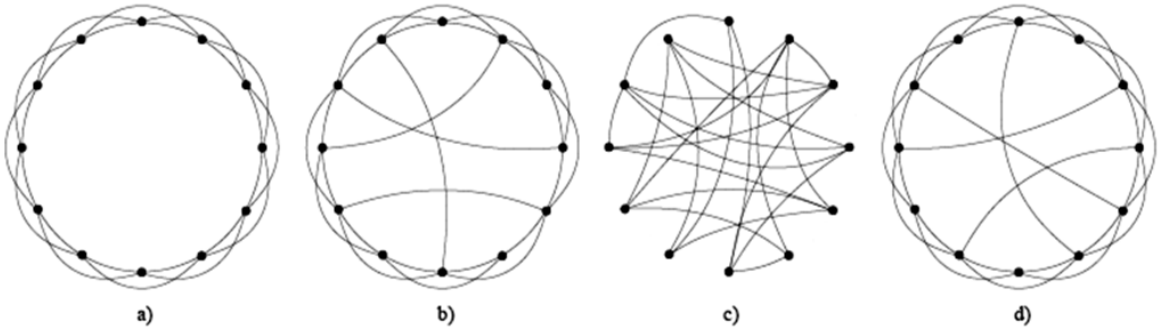

Fig. I.13 : Evolution du réseau petit monde « Watts & Strogatz »

En effet, le modèle de *Watts-Strogatz* du réseau initial est régulier et le nombre de voisin de chaque site est $\boldsymbol{k = 2}$, la distribution de connexions $\boldsymbol{P_{ws}(k, \phi = 0)}$ est une fonction delta. D'autre part, une probabilité $\boldsymbol{\phi}$ non nulle introduit le désordre dans le réseau, qui élargit la distribution de connexions, mais elle maintient le nombre moyen de voisin autour de $\boldsymbol{\langle k \rangle = 2}$. En outre la distribution de voisinage pour $\boldsymbol{\phi > 0}$ sera de type de Poisson (Fig. I.14), en raison de l'homogénéité du réseau (i.e. tous les sites ont le même nombre de voisin).

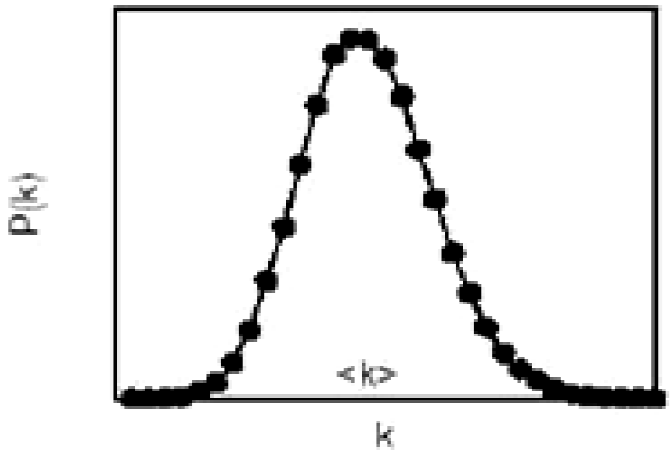

Fig. I.14 : La distribution de connexions dans un modèle de Watts-Strogatz (Poisson).

Toutefois, cette distribution de connexions $\boldsymbol{P_{WS}(k)}$ ne peut jamais être identique à la distribution de connexions d'un graphe aléatoire, puisque dans ce dernier, le graphe peut contenir des amas isolés, or un réseau de petit monde est toujours connecté.

D'un autre côté, et suite à l'expérience de Milgram, le phénomène de «six degrés de séparation » était caractérisées dans de nombreux autres réseaux du monde réel [48]. Par exemple, le même comportement a été trouvé aussi dans les réseaux d'e-mail, avec une longueur moyenne entre cinq et sept [49].

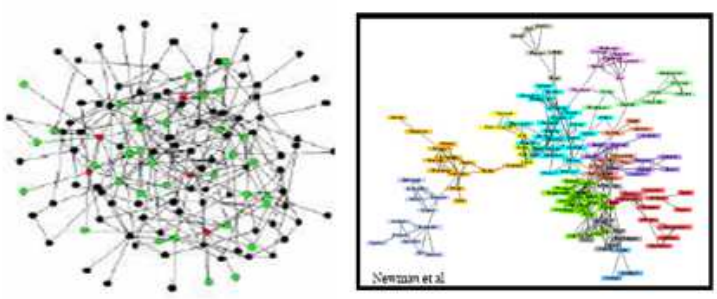

Fig. I.15 : Exemples de réseau réel de petit monde (a) réseau de collaborations scientifiques, (b) archives de communications électroniques

II.2.C. Les réseaux à libre échelle «Modèle d'Albert-Barabási»:

Beaucoup de réseaux auto-organisés dans la nature montrent ce genre de comportements dynamiques, ce qui n'était pas inclus dans les modèles des anciens réseaux. Ces dynamiques induisent une structure suffisamment différente pour ces systèmes. La croissance dynamique semble être une demande réelle pour les modèles du réseau du monde réel, cependant elle entraîne une forte inhomogénéité dans le réseau d'évolution et produit une distribution de voisinage avec un pic de loi de puissance.

Le réseau de citation (Fig. I.15) des papiers scientifiques était le premier exemple qui montre le comportement à libre échelle, il était étudié par Price en 1965 [50] où il a montré que le comportement des citations directes entre les papiers suit la loi de puissance suivante [51]:

$$P(k) \sim A\, k^{-\gamma} \qquad (I.53)$$

Où γ est une constante et $2 < \gamma < 3$

Plus tard, Price a développé son modèle initial [52] par l'introduction d'une nouvelle description de l'inhomogénéité s'inspirant de l'idée de richesse «les riches deviennent plus riches» de la théorie de Simon [53]. Cette modification a été connue par Le phénomène «avantage cumulatif». Cependant ce genre de systèmes avait des difficultés d'être étudiés en raison de l'absence des ressources de calcul.

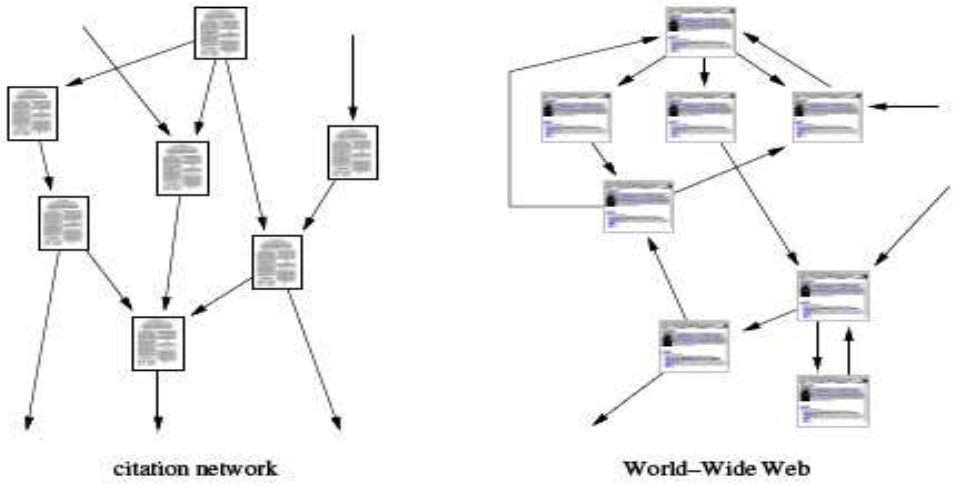

Fig. I.16 : Exemples de réseau réel de libre échelle (a) réseau de citation des papiers scientifiques, (b) réseau web world wide

À la fin des années 90, Ce phénomène a été observé dans d'autres types de réseau, il a été caractérisé et étudié par des méthodes de calcul nouvelles basées sur la théorie de Price. Cette évolution majeure rend ce type de réseau plus popularisé à l'utiliser dans des nombreux segments de la recherche.

En effet, Albert, Barabási et Jeong étaient les premiers qui ont étudié la structure de la World Wide Web (www) (Fig. I.16) où les sites du réseau étaient définis comme les sites web et les liens comme les hyperliens dirigées entre eux [56]. Il s'est avéré que très peu de sites web connectés contiennent la plupart des liens dans le réseau, tandis que la plus grande partie des pages Web ont été légèrement connecté.

Ils ont trouvé un comportement d'une loi de puissance pour les distributions de voisinage d'entré et de sortie, ils ont aussi donné une explication pertinente de ces croissances dynamiques du réseau. Ce modèle d'évolution appelé aujourd'hui Modèle ***libre échelle*** ou ***Modèle d'Albert-Barabási***, est excellent dans la simulation des systèmes montrent des caractéristiques à libre échelle. Tel que les propriétés biologiques, sociologiques et même techniques (informatiques).

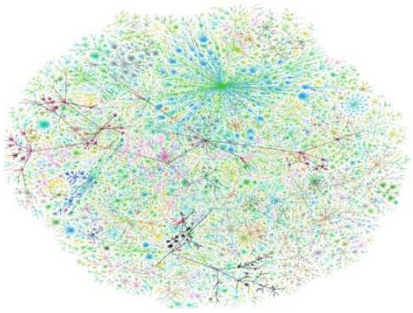

Fig. I.17 : Visualisation d'un réseau d'internet (application du réseau de libre échelle) [56]

En outre, le modèle d'Albert –Barabási [51] exprime une longueur moyenne du chemin $\overline{\ell}$ plus petit qu'un réseau aléatoire. Tandis que le coefficient d'amas est fortement dépendant de la taille. Il diminue rapidement avec cette taille que dans les graphes aléatoires selon une loi de puissance :

$$C \sim N^{-\alpha} \qquad (\alpha = 0.75) \qquad (I.54)$$

La densité spectrale pour les réseaux d'Albert –Barabási montre une forme assez différente que nous avons vu pour les graphes aléatoires [57-58]. Elle a une distribution continue formant un triangle où les liens ont un pic de loi de puissance.

Une variation du modèle est donnée si on augmente le nombre de voisin moyen au cours du temps [59]. Il semble être réaliste, car dans le réseau web « WWW» le nombre moyen des sites connectées augmente avec le temps. Cette modification change la valeur de l'exposant de voisinage γ, ce qui permet de rapprocher de plus le réseau original d'Albert –Barabási à des systèmes réels.

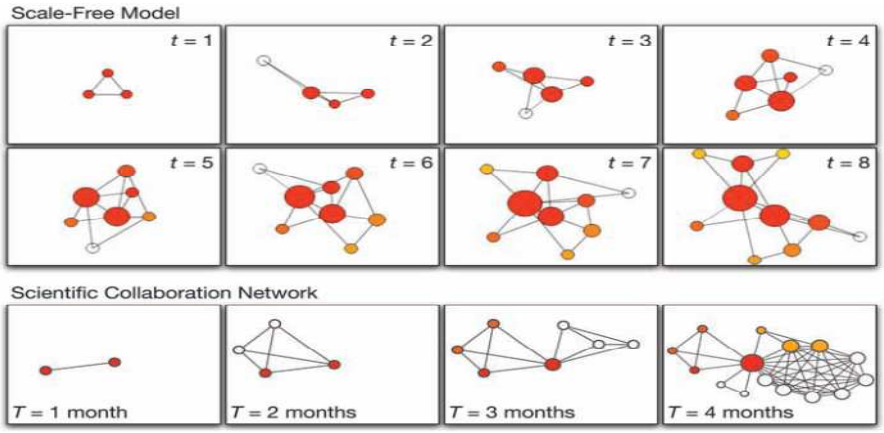

Fig. I.18 : Réseau libre échelle évoluant dans le temps

Ce modèle présente un seuil de percolation minimale pc=0, dès qu'il démarre de connecté il y'aura une propagation.

III. Percolation dynamique:

La dynamique de percolation a récemment pris l'attention du monde scientifique (Marro and Dichakman[60]; Grassberger [61]; Hinrichsen [62]). Cet effet dynamique a été modélisé par un ensemble des modèles simples qui évoluent en fonction du temps. Chacun de ces modèles est constitué d'un réseau infini des cellules. (pour des raisons numériques $L \rightarrow fini$) connectés entre eux par des liens.

Ces liens de conductivité sont aléatoirement ouverts avec une probabilité p, qui représente le paramètre de contrôle microscopique du système. De plus, le nombre des voisins est limité selon le nombre des cellules adjacentes représentant le lien minimal.

En outre, l'application de ces modèles est très successive et très vaste, parmi elles nous citant : surface des réactions chimiques [63], transition rugueuse [64], propagation des épidémies [65] et des feu de forêt, la théorie des champs [66-67]...

En raison de notre besoin (la rugosité du front de propagation du feu), nous avons examiné l'ensemble suivant de ces modèles simples de percolation :

III. 1. Percolation dirigé :

La percolation dirigé (DP) introduites par Broadbent et Hammersley en 1957, est un modèle fondamental dans la mécanique statistique des systèmes hors d'équilibre, elle est à l'origine, une percolation anisotrope avec une direction préférable dans le temps (t), ce qui nécessite une dimension du système égale ou supérieur à 2 ($d \geq 2$).

En fait, chaque cellule $\boldsymbol{i}$ du réseau située à la position $(x_i, y_i, \dots, t_k)$ doit avoir des cellules voisines situées aux positions de t_{k-1} jusqu'à $t_k = 0$ (Fig. I.19) [68-69], la connectivité entre ces cellules est défini selon le paramètre de contrôle P qui spécifie le nombre des liens ouvertes. En augmentant la valeur de cette probabilité une transition de phase aura lieu à une certaine valeur critique du paramètre de contrôle microscopique P, où le système passe d'une phase inactive (P<<) vers une autre active.

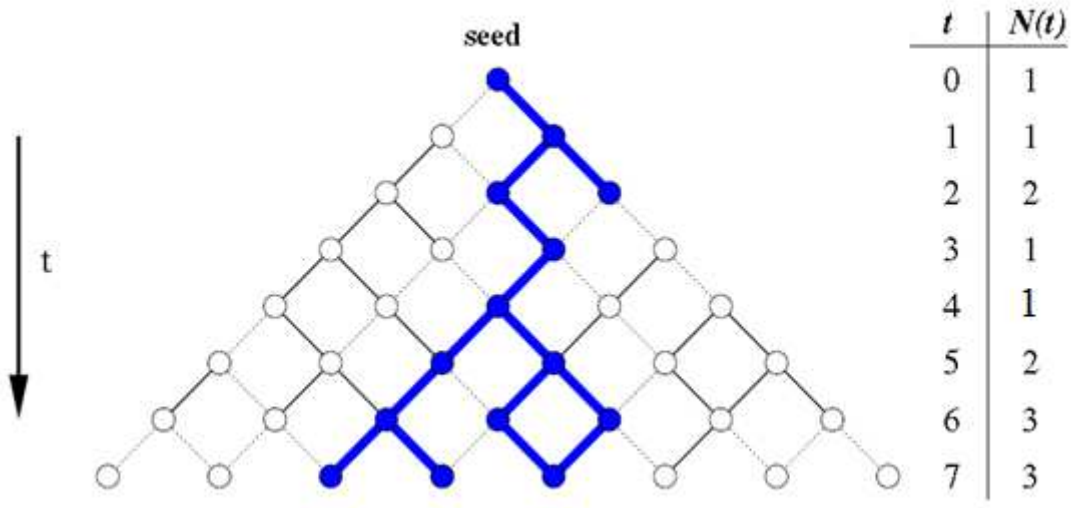

Fig. I.19: évolution d'un réseau de percolation dirigé [68-69]

Par ailleurs, la classe des exposants critiques caractérisant la percolation dirigée a été découverts dans certains systèmes représentant un multiple d'états absorbants [69-74].

L'interprétation du processus statistique de la percolation dirigée devient possible en vertu du paramètre d'ordre qui prédit la direction temporelle. Par exemple, dans la percolation dirigée de lien, dont les liens sont aléatoirement bloqués, et que les lignes horizontales correspondent à l'axe du temps (Fig. I.19). Le système alors évolue ($N(t+1)$) selon des lois probabilistes simples on connaissant juste le nombre de cellules infectées à l'étape t [68].

Ces règles probabilistes peuvent être considérées comme des règles de mise à jour d'un processus de réaction-diffusion. Par exemple, si les deux liens aux plus proches voisins de la cellule active **A** sont bloqués au temps t +1, la trajectoire de la particule se termine (Fig. I.20), ce qui signifie que la particule disparaît par un processus de mort :

$$A \xrightarrow{\gamma} \emptyset \qquad (I.55)$$

Si un seul lien est ouvert la particule diffuse efficacement vers la gauche ou vers la droite avec la même probabilité. C'est le processus de diffusion (Fig. I.20):

$$A\emptyset \xrightarrow{D} \emptyset A \qquad (I.56)$$

Enfin, si les deux liens sont ouverts le duplex de particules créé forme une descendance (offspring) (Fig. I.20). C'est à dire, il subit la réaction :

$$A \xrightarrow{\sigma} 2A \qquad (I.57)$$

Néanmoins, chaque cellule du réseau peut être occupée au maximum par une particule. Donc, il est possible d'atteindre la même cellule par deux différentes particules (Fig. I.20), c'est le processus de coalescence :

$$2A \xrightarrow{\lambda} A \qquad (I.58)$$

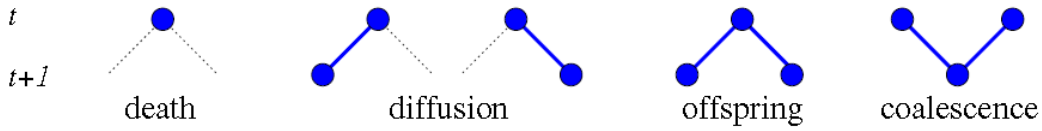

Fig. I.20: Lois probabilistes du processus réaction-diffusion dans la percolation dirigé [68-69]

Selon cette interprétation dynamique il est facile de générer des réalisations explicites de groupes de percolation dirigée (DP-clusters) sur un ordinateur. A cette extrémité, un simple parcourt sur tous les sites actifs au temps **t** et leurs plus proches voisins activées au temps $(t+1)$ indépendamment avec une probabilité de connectivité P, est suffisant.

En outre, cette interprétation dynamique conduit à écrire l'équation du champ moyen de la densité des particules formées (équation Langevin de DP) [68-69]:

$$\partial_t \rho(t,r) = \tau\rho(t,r) - g\rho(t,r)^2 + D\nabla^2\rho(t,r) + \eta(t,r) \qquad (I.59)$$

Etant que : $\tau = (\sigma - \gamma)$ le paramètre de contrôle de la percolation dirigée, $g = \lambda$ la constante de couplage.

En plus, puisque la percolation dirigée active les sites par la création des descendances (offspring) au niveau des sites voisines (Eq. $I.57$), la particule subit un processus de diffusion exprimé par $D\nabla^2\rho(t,r)$. la densité de corrélation influe aussi sur la création des particules, elle induit une perturbation gaussienne $\eta(t,r)$ proportionnelle à la racine carrée de la densité $\rho(t,r)$[68-69]

En effet, dans un processus de percolation, le nombre de particules infectées $N(t)$ par une cellule (point d'éclosion) au cours du temps évolue avec la probabilité de connectivité P (Fig. I.21). Ce comportement mène à déduire l'ensemble des exposants universels de la percolation dirigée à la transition de phase.

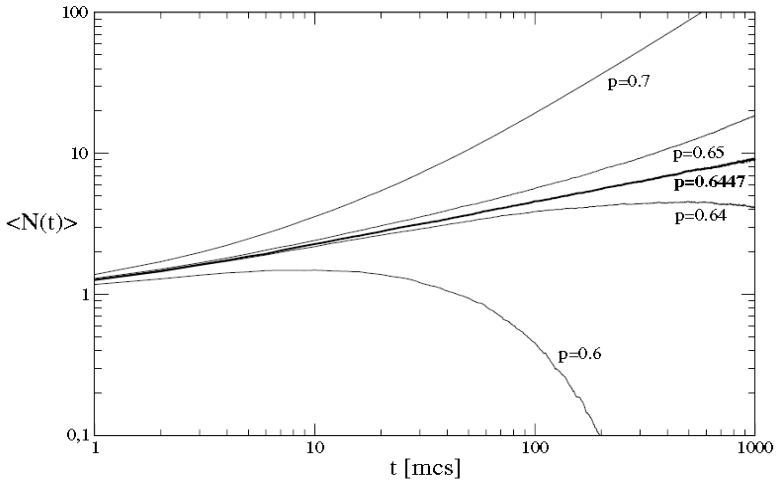

Fig. I.21: Evolution temporelle du nombre des cellules infectées pour différents valeurs de probabilité de connexion [69]

A ce stade, le nombre moyen de particules actives $N(t)$ généré par un processus de percolation dirigée, la probabilité de survivance $P_s(t)$ et le carré du rayon moyen $R^2(t)$ varient en puissance avec le temps de la propagation; définissant un ensemble des exposants indépendants des détails microscopiques du système.

$$N(t)\sim t^{\eta} \qquad P(t)\sim t^{\delta} \qquad R^2(t)\sim t^{z} \tag{I.60}$$

Ce comportement temporel conduit à dire que la percolation dirigée caractérise une transition de phase hors d'équilibre « **exp**. transition de phase d'absorption ».

Alors, comme toute transition de phase en équilibre thermodynamique (mécanique statistique en équilibre), la transition de phase continue des systèmes hors d'équilibre peut être groupée dans une classe d'universalité qui est associée par un certaines nombre des exposants critiques.

En plus des exposants dynamiques montrés dans l'équation (Eq. I.60), la percolation dirigée est caractérisée par trois autres exposants critiques $\beta, \upsilon_{\perp}\ et\ \upsilon_{\parallel}$.l'exposant β décrit le comportement de la densité des particules stationnaires au voisinage du p_c dans un milieu active de taille infinie:

$$\rho\sim|p-p_c|^{\beta} \tag{I.61}$$

$\upsilon_\perp \; et \; \upsilon_\parallel$ Caractérisent les états stationnaires de la percolation, l'un correspond à la corrélation spatiale (longueur) (Eq. *I*.62) et l'autre à la corrélation temporelle (Eq. *I*.63):

$$\xi_\perp \sim |p - p_c|^{\upsilon_\perp} \qquad (I.62)$$

$$\xi_\parallel \sim |p - p_c|^{\upsilon_\parallel} \qquad (I.63)$$

Puisque ce type de percolation (dirigée) ne représente aucune symétrie entre le temps et l'espace, les exposants $\upsilon_\perp \; et \; \upsilon_\parallel$ sont complètement différents.

Ces exposants critiques de la classe d'universalité de la percolation dirigée (DP), sont liés par des lois d'échelle :

$$\beta = \delta \upsilon_\parallel \qquad (I.64)$$

$$z = \frac{2\upsilon_\perp}{\upsilon_\parallel} \qquad (I.65)$$

$$D_f = d + \frac{(\upsilon_\parallel - \beta)}{\upsilon_\perp} \qquad (I.66)$$

Etant que d la dimension du système.

III. 2. Percolation dirigé avec désordre gelée «Quenched Disorder percolation»:

Une des raisons possibles pour les quelles la percolation dirigée est difficile à réaliser expérimentalement est le désordre, même si ce désordre est faible le comportement critique de la percolation dirigée sera influencé. L'apparition du désordre dû essentiellement à l'inhomogénéité du matériau qui induit des densités locales de liens différentes. Il est donc important d'étudier l'influence du désordre gelée sur les propriétés essentielles du processus de propagation.

En effet, le désordre gelé peut être introduit par une variation aléatoire du paramètre de contrôle de la percolation dirigée :

$$\tau \to \tau + \chi(t, r) \qquad (I.67)$$

Cette variation aléatoireχ joue le rôle d'une perturbation dans l'équation Langevin de DP (Eq. *I*.59), elle est aussi indépendante du désordre intrinsèque du matériau $\eta(t,r)$.

$$\partial_t \rho(t,r) = \tau\rho(t,r) - g\rho(t,r)^2 + D\nabla^2\rho(t,r) + \eta(t,r) + \chi(t,r)\rho(t,r) \qquad (I.68)$$

Dans ce qui suit, nous distinguons deux principaux types du désordre gelé $\chi(t,r)$, l'un est dans l'espace temps $\chi_t(t)$et l'autre est spatial $\chi_s(r)$. Par ailleurs, un type secondaire peut être apparue c'est le cas où le désordre est simultanément dans les deux dimension de l'espace (t,r).

III.2. A. Désordre gelé en temps :

Le désordre temporellement gelé [76] définit par une variation temporelle des corrélations sur le paramètre de contrôle selon:

$$\langle \chi_t(t)\chi_t(t')\rangle = \gamma\delta(t-t') \qquad (I.69)$$

Etant que : $\langle ... \rangle$ la moyenne des réalisations indépendantes du désordre intrinsèque du matériau $\eta(t,r)$, γ l'amplitude du désordre appliqué.

Ces variations temporelles se comportent à la transition de phase comme une perturbation pertinente (Eq. *I*.59), et par conséquent un changement des exposants critiques de la percolation dirigée [77].

$$\chi_t(t)\rho(t,r) \sim \lambda^{-\upsilon_\parallel/2-\beta}\rho\chi_t \qquad (I.70)$$

III.2. B. *Désordre gelé en espace :*

Le désordre spatialement gelée est défini à travers les corrélations spatiales suivantes:

$$\langle \chi_s(r)\chi_s(r')\rangle = \gamma\delta^d(r-r') \qquad (I.71)$$

Etant que : $\boldsymbol{d}$ la dimension du réseau étudié.

Ce type de désordre se comporte comme perturbation marginale, il peut sérieusement affecter le comportement critique à la transition. Car cette dernière varie en fonction des exposants critiques tel que :

$$\chi_s(r)\rho(t,r) \sim \lambda^{-\beta-d_c\upsilon_\perp/2}\rho\chi_s \qquad (I.72)$$

Etant que : d_c, la dimension critique supérieur (=4) pour l'approximation du champ moyen.

L'étude de l'influence du désordre spatial a formé l'objet du plusieurs recherches scientifiques, Premièrement, Kinzel [76] a montré en utilisant le critère de Harris (Eq. $I.73$) que le désordre spatiale gelée (gelé dans l'espace) modifie le comportement critique des systèmes de percolation dirigé pour des dimensions $d \leq 3$. Les études numériques par Janssen [78-79] confirment ces résultats.

$$v_{\perp} > 2/d \qquad (I.73)$$

Quoi que, Janssen [80] a montré par une analyse théorique des champs en tenant compte du terme χ_s (Eq. $I.71$), que le point stable de DP est déplacée vers une région non physique, conduisant à des solutions critiques qui s'échappent des solutions physiques des équations d'écoulement dans le milieu. Ce qui signifie que le désordre spatialement gelée modifie le comportement critique de la percolation dirigé DP. Cette conclusion est étayée par les résultats de la simulation de Moreira et Dickman [84] qui ont déclarés un comportement logarithmique critique d'une propagation bidimensionnel dans un processus de contact (contact process [60]). Où ils ont trouvés que dans la région sous-critique, la dépendance temporelle est régie par une loi de puissance non universelle, c'est la phase de Griffiths. Tandis que dans la phase active ($P > P_c$), elle est algébrique. Plus tard Cafiero et al. [82] ont montrés que la percolation dirigé DP avec un désordre spatialement gelée peut être posé sur un processus de propagation non-markovien avec mémoire.

D'un point de vue plus physique, le désordre spatialement gelée dans les systèmes de dimension (1+1) a été étudié par Webman et al. [83]. Ils s'avèrent que même les très faibles perturbations modifient radicalement le diagramme de phase. Plutôt d'un seul point critique, on obtient toute une phase de très lente dynamique vitreuse similaire. Cette phase vitreuse est caractérisée par des exposants non-universels qui dépendent de la probabilité de percolation et l'amplitude de désordre.

Plus récemment, Hooyberghs et al. [84-85] ont appliqués le formalisme Hamiltonien pour le processus de contact avec un désordre spatialement gelée. Ils ont démontrés que la transition pour un désordre suffisamment fort est contrôlée par un ensemble infini des points fixes, ayant un comportement non algébrique.

III.2. C. Désordre gelé en temps et en espace:

Le désordre gelé peut avoir lieu dans l'espace et dans le temps simultanément, ce type est traduit par les corrélations suivantes

$$\langle \chi(t,r)\chi(t',r')\rangle = \gamma\delta(t-t')\delta^{d}(r-r') \qquad (I.74)$$

Ce type de désordre est de même ordre que le désordre intrinsèque du matériau $\eta(t,r)$, ceci permet de classer cette perturbation comme une perturbation pertinente qui reproduit les exposants critiques de la classe universelle de la percolation dirigée [68].

III. 3. Percolation dynamique « DyP »:

La percolation dynamique « DyP » est une autre class d'universalité caractérisant la transition de phase des systèmes hors d'équilibre, cette dernière est habituellement appliquée dans la propagation des épidémies, elle est en origine une percolation dirigée comprenant un effet d'immunisation. Un des célèbres modèles de cette classe est la percolation d'épidémie généralisé « GEP » [86-88].

III.3.A. Percolation d'épidémie généralisée GEP:

Dans ce modèle, les sites du réseau peuvent être en trois états différents : susceptibles, infectées et immunisées. Initialement tous les sites sont susceptibles, sauf un qui sera infecté (origine). Ce site assure l'évolution de la propagation par un processus similaire au processus de contact « contact process [61]». En outre, les sites guéris seront immunisés parfaitement **i.e** les sites guéris ne peuvent pas être réinfectés.

Dans le modèle de GEP, La propagation s'arrête pour des infections très faibles, laissant un certain nombre d'amas immunisés; ceci caractérise la phase inactive.

Dans la phase active, le taux de l'infection sera suffisamment grand, et la probabilité que le front des sites actifs se propage sur tout le système atteint une valeur critique définissant la phase de croissance circulaire (en anneau) « annular growth ».

Par ailleurs ; Cardy [87] a suggéré que l'effet d'immunisation peut être appliqué par l'ajout d'un terme dépendant du temps à l'équation de Langevin de la percolation dirigée (Eq. *I*.59):

$$\partial_t\rho(t,r) = \tau\rho(t,r) - g\rho(t,r)^2 + D\nabla^2\rho(t,r) + \eta(t,r)$$

$$+\mu\rho(t,r)\exp\left(-\omega\int_0^t \rho(t',r)dt'\right) \qquad (I.75)$$

Ce terme additionnel caractérise l'activité d'un site à la position **r** pendant l'intervalle du temps $[t_0 = 0, t = t_{actuell}]$. Si cette activité est encore faible, la fonction exponentielle tend vers l'unité ce qui signifie que le site n'est pas immunisé. Cependant, quand cette activité atteint un certain seuil de l'ordre de $(1/\omega)$, la fonction exponentielle s'annule, et le site sera donc immunisé.

D'autre côté, puisque cette fonction exponentielle est relier au paramètre d'ordre $\rho(t,r)$, l'effet de l'immunisation modifie effectivement le paramètre de contrôle $\boldsymbol{\tau}$ [89]. Plus précisément, les sites non-immunisés seront infectés par un taux égale à $\boldsymbol{\tau} + \boldsymbol{\mu}$, tandis que les sites immunisés seront infecté juste par $\boldsymbol{\tau}$.

Par ailleurs, la percolation dynamique peut être aussi observée dans des modèles d'immunisation partielle, où un site immunisé peut être réinfecté avec une plus faible probabilité que le site susceptible. Ce type de modèle est connu aux épidémiologues par le non SIRS (Fig. I.23).

III.3.B. Modèle SIRS :

Ce modèle est une extension du modèle SIR, qui à été proposé au début de 20^{éme} siècle par Kermack et Mc kendrik [90], il caractérise la propagation d'une épidémie apparait dans une population initialement composé des individus susceptibles (S) qui devrait infecter par un contact avec un individu infecté (I) (Fig. I.22). Une fois que l'individu est infecté, il peut être spontanément guéri (R)

$$S \xrightarrow{\lambda} I \xrightarrow{\mu} R \qquad (I.76)$$

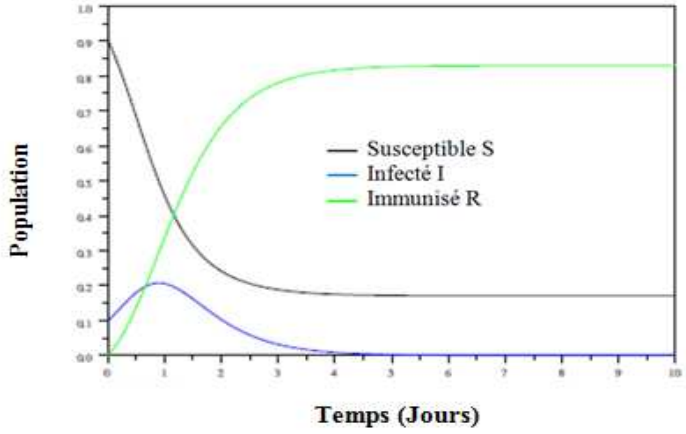

Fig. I.22: Evolution temporelle du nombre des individus susceptibles, infectées et guéries lors d'une propagation d'épidémie dans un modèle **SIR**

Le modèle SIRS, considère que l'ensemble des individus immunisés (guéris) peuvent être réinfectés alors ils seront de nouveau des susceptibles (Fig. I.23). Cette dynamique de propagation suit les lois suivantes :

$$\begin{cases} \dot{S} = -\lambda SI + \eta I \\ \dot{I} = \lambda SI - \mu I \\ \dot{R} = \mu I - \eta I \end{cases} \qquad (I.77)$$

Etant que, λ, μ et η les probabilités d'infection, immunisation et réinfection respectivement et le nombre totale de population $N = S + I + R$.

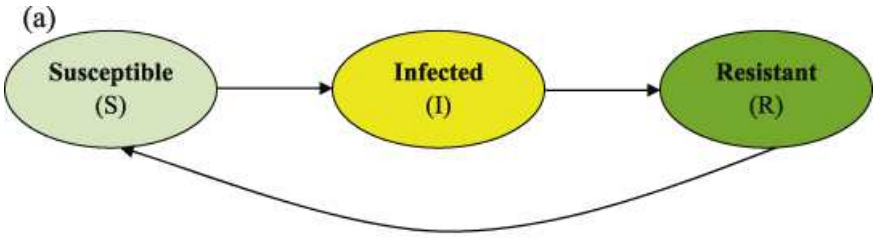

Fig. I.23: Le modèle SIRS (Susceptible-Infecté-Résistant (guérie)-Susceptible)

En outre, dans ce modèle le nombre des individus infectés subit des oscillations pendant le temps de l'épidémie, ces oscillations dépendent du taux de réinfection définit dans le réseau (Fig. I.24) et du nombre total de population ($N \to C^{te} \Rightarrow (I, S\ et\ R) \to 0$).

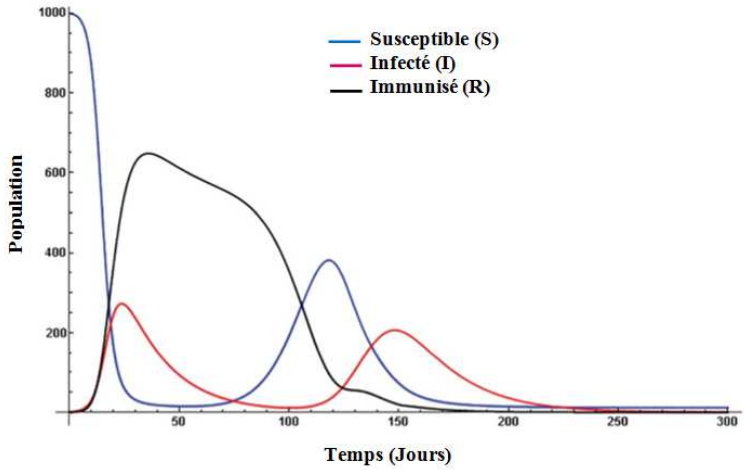

Fig. I.24: Evolution temporelle du nombre des individus susceptibles, infectés et guéris lors d'une propagation d'épidémie dans un modèle **SIRS**

Une nouvelle approche QSIRS de ce modèle dépend de taux d'immunité des humains, dans cette approche le processus d'infection, de giration et de réinfections varie en temps et change d'un individu vers l'autre. Alors, le système sera complètement désordonné (Q), en outre ce modèle tient compte des périodes d'infection (incubation et latente) des individus ce qui le rend plus généralisé (quelque soit le virus) et plus réaliste (condition d'infection médicale).

III. 4. Percolation à longue-distance « Levy flight » :

Dans la physique statistique des systèmes hors d'équilibre, la percolation dirigée joue un rôle paradigmatique dans la caractérisation des transitions de phases continues. Cette classe suit des lois cruciales de la théorie de champ sur le type d'interaction utilisé [91-92]. La structure hadronique de cette interaction conduit Janssen et Grassberger a énoncé le terme DP conjecture, qui englobe tous les systèmes physiques qui conforment à certain nombre de conditions sous la classe de DP [93-94]. Une de ces conditions est que les interactions doivent être locales dans l'espace et dans le temps.

D'une part, la percolation dirigée est souvent utilisé comme un modèle simple pour la propagation d'épidémies parmi une population d'individus répartis dans l'espace. Afin de rendre la modélisation plus réaliste, plusieurs généralisations ont été introduites concernant les infections sur des longues distances, les temps d'incubation, ainsi que d'autres effets de mémoire [95-99].

Une des généralisations possibles de la percolation dirigée par un mécanisme de transport non local avait déjà été proposée il ya 40 ans par Mollison dans le contexte de propagation de l'épidémie [100]. Motivé par des observations empiriques, il a suggéré de considérer un modèle où la maladie est transportée dans des directions aléatoires sur des longues distances $\boldsymbol{r}$ qui sont distribués selon une loi de puissance :

$$P(r) = r^{-d-\sigma} \qquad (I.78)$$

Où $0 < \sigma < 2$ est un exposant de contrôle, il modifie les propriétés d'échelle du mécanisme de transport, ainsi il conserve la transition de phase dans les épidémies à condition qu'il soit suffisamment petit [101-103].

Dans la littérature, la distribution algébrique de ces déplacements à longue distance (Eq. *I*.78) est connue par le nom ***Levy Flights*** [104]. Cette dernière est initialement étudiée par le mathématicien français Paul Pierre Lévy [105], elle a été largement étudié et appliqué dans les phénomènes de diffusion [106-107].

En effet, la distribution de Lévy représente une classe de marche aléatoire non gaussienne (Markovien) dont les incréments fixes sont répartis selon une fonction de distribution de probabilité PDF. Elle est capable de produire des sauts extrêmement longs ainsi des sauts typiques qui seront auto-similaire à toutes les échelles. Ce mélange de trajectoire forme des grappes de sauts courtes entrecoupées par de longues excursions (Fig. I.25).

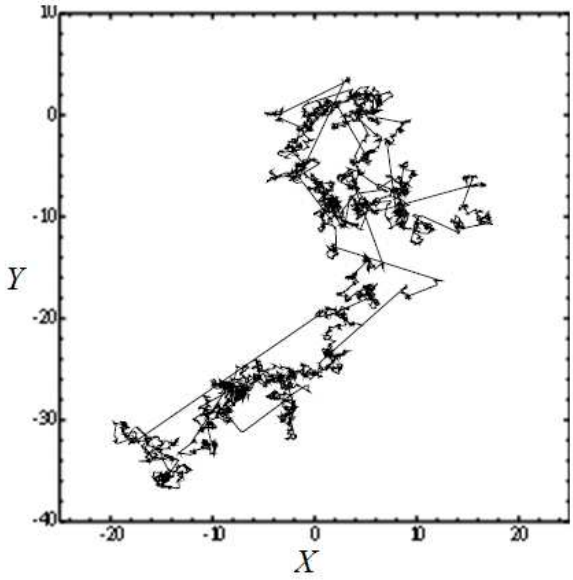

Fig. I.25: Trajectoire d'une marche aléatoire de type Levy ($\sigma = 1.5$)

Plus récemment, Janssen et al [108] ont montré que les transitions hors d'équilibre avec un vol spatial de Levy peuvent être décrites en termes de théorie des champs de renormalisation, ce qui permet de calculer les exposants critiques et de les classer dans une classe d'universalité. En outre, cette théorie du champ prédit une relation d'échelle supplémentaire de sorte que seulement deux des trois exposants critiques de la percolation dirigée seront indépendant. Ces résultats ont été confirmés numériquement par simulations de Monte Carlo de Hinrichsen [109].

De même, il est possible d'introduire un mécanisme de Levy similaire dans la direction du temps. Ces vols temporels de Lévy peuvent être compris en terme de distribution algébrique du temps d'attente $\Delta \boldsymbol{t}$ qui peut être interprété dans le contexte de la propagation des épidémies comme les temps d'incubation où de transmission de l'infection. Cette distribution est donnée par [110]:

$$P(\Delta t) \sim |\Delta t|^{-1-k} \qquad (I.79)$$

Etant que $\boldsymbol{k}$, est le paramètre de contrôle de la distribution temporelle de Levy.

D'autre côté, les vols Levy influent sur la méthode d'estimation des exposants critiques de la transition de phase, par exemple, la valeur de l'exposant dynamique **z** peut être estimée en mesurant la distance quadratique moyenne de l'origine $\langle R^2(t) \rangle$ qu'il augmente comme t^z. Cependant, pour les systèmes avec interactions de type Levy, cette méthode n'est plus applicable. Il est utile de surveiller le logarithme du carré de la distance de propagation et de calculer leur moyenne $\langle \ln \left(R^2(t) \right) \rangle$ ce qui revient à étudier la géométrie au lieu de la moyenne arithmétique.

En effet, Cette moyenne est finie et devrait croître comme $t^{2/z}$, en raison que le comportement de la distribution de la distance quadratique moyenne de l'origine dans les systèmes redimensionnement simple (par opposition à multi-scaling), obéi à la forme d'échelle suivante :

$$P(\vec{r}, t) = \frac{1}{t^z} F\left(\frac{\vec{r}}{t^z}\right) \qquad (I.80)$$

Où F, est une fonction d'échelle.

Par intégration sur tous l'espace du réseau étudier, nous trouvons que :

$$\langle \ln\left(R^2(t)\right) \rangle \sim \ln(t)^{2/z} \propto \mathrm{t}^{2/z} \qquad (I.81)$$

Passons maintenant à l'application du Levy sur un système de percolation dirigée. En effet, il est connu que la percolation dirigée (DP) est la classe d'universalité la plus importante de transitions de phase dans un état absorbant. Elle est souvent utilisée comme un modèle de jouet pour la propagation des épidémies: Les personnes infectées (sites actifs A) soit infectent un de leurs plus proches voisins ($A \rightarrow 2A$) soit ils guérissent spontanément ($A \rightarrow \emptyset$).

Cette compétition entre l'infection et la récupération conduit à une transition de phase continue hors d'équilibre avec des propriétés universelles.

Dans des situations plus réalistes d'épidémie, les interactions à courte distance ne sont pas suffisantes pour décrire le mécanisme de transport par lequel l'infection se propage. Par exemple, quand une maladie infectieuse est transportée par des insectes, leur mouvement n'est généralement pas une marche aléatoire, on observe plutôt des vols occasionnels sur des longues distances avant que la prochaine infection se produise. Des phénomènes similaires sont attendus lorsque le facteur de propagation est effectué par un écoulement turbulent. Ceci a poussé Mollison [111] à introduire un modèle de propagation d'épidémie avec des interactions de type Levy également appelés ***percolation dirigée anormal***. Où il a trouvé que les interactions de Levy ne détruisent pas la transition, mais ils peuvent changer leur propriétés universelles (Fig. I.26).

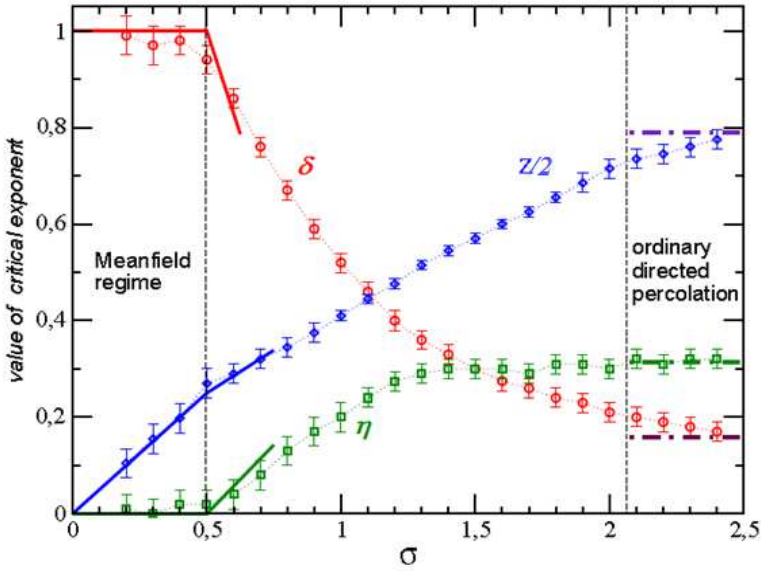

Fig. I.26: Comportement des exposants critiques de la classe universel DP sous l'action d'une interaction Levy (différent valeur de σ)

En fait, l'introduction de ces interactions est appliquée par l'ajout d'un nouveau terme à l'équation de Langevin (Eq. *I*.59). Ce terme caractérise l'anisotropie des trajectoires Levy générées par chaque site de réseau, ceci est exprimé par des dérivées fractionnelles non symétriques ($\breve{\nabla}^{\sigma}$):

$$\partial_t \rho(t,r) = \tau\rho(t,r) - g\rho(t,r)^2 + D\nabla^2\rho(t,r) + \eta(t,r) + \breve{D}\breve{\nabla}^{\sigma}\rho(t,r) \qquad (I.82)$$

Ce type d'interaction induit deux conséquences différentes au processus de percolation dirigée selon la valeur de l'exposant σ. Tout d'abord, les amas ne sont plus connectés. Plutôt, les interactions longue distance permettent à tous les sites de devenir actif. Ceci est démontré dans la figure. I.27, où l'évolution spatio-temporelle d'un processus 1 +1 dimensions critique est représentée pour différentes valeurs de σ. Deuxièmement, les interactions à longue distance ont tendance à renforcer le processus de diffusion, conduisant à une impression plus homogène de la densité de particules quand σ diminue. En conséquence, la dimension critique supérieure diminue puisque les interactions longues distances ont tendance à diminuer l'influence des fluctuations.

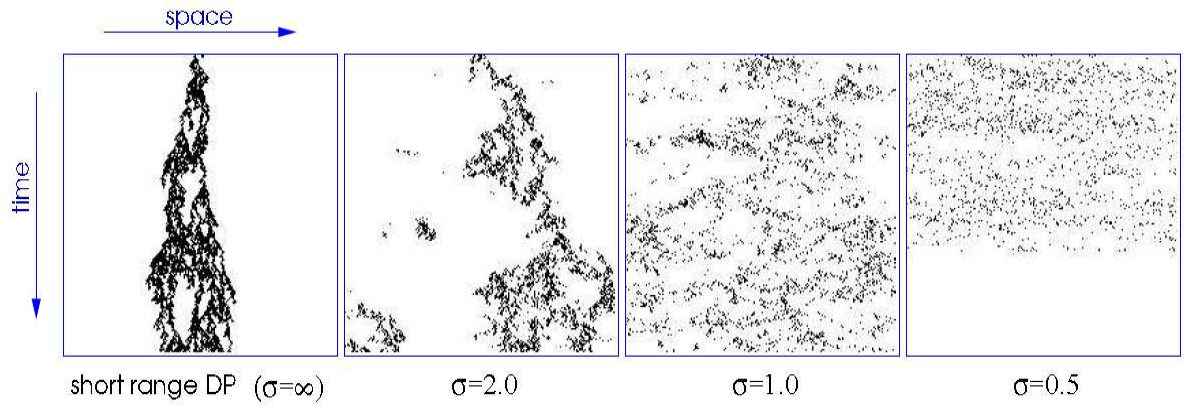

Fig. I.27: Percolation dirigé avec processus de longue distance de type Levy dans la dimension (1+1) et pour différent valeur de σ

Conclusion :

La percolation est un modèle décrivant les phénomènes critiques apparue aux systèmes lors de son transition de phase. Il est appliqué à plusieurs phénomènes de transition de phase continue.

Dans ce chapitre, nous avons énoncé les principales propriétés caractérisant ce modèle aussi bien pour les systèmes statiques que pour les systèmes dynamiques qui évoluent en espace et en temps.

L'application de ce modèle dans différents domaines de la science est totalement successive, il est capable de décrire les phénomènes de propagation pour n'importent qu'elles types de réseau et n'importent qu'elles types d'interaction.

Les feux de forêt est une des applications de ce modèle, qu'illustre très bien les concepts de percolation statique et dynamique, ainsi elles présentent un mélange d'interactions locales et lointaines. Ce type de propagation est bien détaillé dans les chapitres suivants.

Référence:

01. D.Stauffer, A.Aharony, "Introduction to Percolation theory, 1st edit", Taylor and Francis. London, (1985)
02. J.F.Gouyet, "physique et structures fractales", Masson. Paris (1992)
03. D.Stauffer, A.Aharony, *"Introduction to percolation theor*y, 2nd edit", Taylor and Francis. London, (1994).
04. J.P.Clerc,G.Giraud, J.Roussenq, R.Blanc, D.stauffer, Annales de physique, **8** (1980) p.105.
05. P.G. De Gennes, la recherche, **7**, n°72 (1976), pp.919-927
06. C.Ngo, H.Ngo, "physique statistique–introduction", Dunod. Paris, (2001)
07. B.Porterie, N.Zekri, J.P.Clerc,J-C Loraud, C.R. phys, **6** (2005), pp.151-157
08. N.Zekri, J.P. Clerc, CR phys. **3** (2002),pp.741-747
09. J.M. Hammersley, D.A. Welsh, contemporary physics, **21**, n°6 (1980), pp593-605
10. N. Zekri , L. Zekri, B. Porterie, A. Kaiss et J.P.Clerc 2010 APS/123-QED, PACS numbers: 89.75.-k, 64.60.ah, 87.15.hj, 05.70.Ln
11. G. Grimmett, Percolation, Springer-Verlag. Heidelberg, (1999)
12. H.E. Stanley, Introduction to Phase Transitions and Critical Phenomena Oxford University Press. London, (1971)
13. P. J. Flory, journ. am. chem. soc.,**63**, n°11 (1943), pp.3083-3100
14. W.H. Stockmayer. journ.chem.phys,**11**, n°2 (1943),pp.45-55
15. S.R. Broadbent, J.M.Hammersley, "Percolation Process I. Crystals And Mazes", Proceeding Of The combridge philosophical society, **53**, nº3 (1957), pp.629-641
16. S.A.Trugman, A. Weinrib, phys.rev.B, **31**,n°5 (1985)
17. R.Rammal, J.C. Angles, A.benoit, phys.rev.B, **30**,n°7 (1984)
18. S. Berthier, "optique des milieux composites", polytechnica, Paris (1993)
19. P. J. Reynolds, H.E. Stanley, W.Klein, j.phys, **A10** (1977), L203
20. H. Kesten, Annals of Probability, **15**, n°4 (1987), pp 1231-1271
21. H. Tphany , J. Nahmias , J.A.M.S. Duarte, physica, **A 242** (1997), 57-69
22. Boa Ke-Da, phys.rev.B, **41**,n°7 (1990)
23. Ping Sheng, R.Kohn, phys.rev.B, **26**,n°3(1982), 20
24. S.Galem, A.Mauger, europ. phys. journ.B, **1**, n°2 (1998), pp 255-258
25. A.Rosowski, europ. phys. journ.B, **15**, n°1(2000), pp 77-86
26. A.Lesne, "Méthodes de renormalisation- phénomènes critiques, chaos, structures fractales", Eyrolles sciences. Paris, (1996) p388
27. D.Stauffer, phys.rev.lett. ***35***, *(1975)394*
28. W. L. Fons, j.agric.res., **72** (1946), pp 93-121.

29. G. H. Wannier, Phys. Rev. **79** (2), 357 (1950)
30. W. F. Giauque and J. W. Stout, J. Am. Chem. Soc. **58** (1936) 1144.
31. R. Solomonoff and A. Rapoport, Bulletin of Mathematical Biophysics **13** (1951)107.
32. P. Erdos and A. Rényi, A., Publ. Math. (Debrecen) **6** (1959)290.
33. P. Erdos and A. Rényi, Acta Mathematica Scientia Hungary **12**(1961)262
34. B.Bollobas, Random Graphs. Academic Press (NewYork) (1985).
35. B. Bollobas, Trans. Amer. Math. Soc. **267** (1981) 41.
36. B. Bollobas, Graph Theory and Combinatorics, Academic Press, London (1984) p.35-37.
37. F. Karinthy, in everything is Different (1929)
38. S. Milgram, Psychology Today **2**, 60 (1967)
39. D. J. Watts and S. H. Strogatz, Nature **393** (6684), (1998)440
40. D. J. Watts, Small Worlds: *The Dynamics of Networks between Order and Randomness* (Princeton University Press, 1999).
41. D. J. Watts, American Journal of Sociology **105** (2) (1999)493.
42. M.Kocken, the Small World. Ablex (Norwood, NJ), (1989).
43. M. E. J. Newman, Models of the Small World, A Review, cond-mat/0001118 v2 9 (May 2000).
44. R. Monasson, Eur. Phys. J. **B 12** (1999)555
45. M.E.J. Newman, D.J. Watts, Phys. Lett. A **263** (1999) 341–346.
46. M.E. Newman, D.J. Watts, Phys. Rev. **E 60** (1999)7332–7342
47. M. E. J. Newman, Computer Physics Communications **147** (2000)40
48. L. A. Amaral, A. Scala, M. Barthelemy et al., Proc. Nat. Acad. Sci. U.S.A. **97** (2000)11149
49. P. S. Dodds, R.Muhamad and D. J. Watts, Science **301** (2003)827
50. D. J. Price, Science **149** (1965)510
51. R. Albert and A. L. Barabási, Statistical Rev. Mod. Phys. **74** (2002) 47–97
52. D. D. S. Price, J. Amer. Soc. Inform. Sci. **27** (1976)292
53. H. A. Simon, Biometrika **42** (1955)425
54. Herman, "SYSTEME BRISE : théorie transition avec paramètre d'ordre" Herman, Paris (1976)
55. L.E. Reichl, "a modern course in statistical physics", Willey-Interscience (1998)
56. R. Albert, H. Jeong and A. L. Barabási, Nature **401** (1999) 130–131.

57. P. L. Krapivsky, S. Redner and F. Leyvraz, Phys. Rev. Lett. **85** (21) (2000) 4629
58. I. J. Farkas, I. Derényi, A.-L. Barabási et al. Phys. Rev. **E 64** (2) (2001) 026704
59. S. N. Dorogovtsev and J. F. F. Mendes, Phys. Rev. **E 63** (2) (2001) 025101
60. J.Marro and R. Dickman, "Nonequilibrium Phase Transitions in Lattice Models", Cambridge University Press, Cambridge (1999).
61. P. Grassberger, "Directed percolation: results and open problems", WUB (1996) 96-2.
62. H. Hinrichsen, Adv. Phys. **49** (2000) p. 815.
63. R. M. Ziff, E. Gulari, and Y. Barshad, Phys. Rev. Lett. **56**(1986) 2553
64. I. Jensen, H. C. Fogedby, and R. Dickman, Phys.Rev. **A 41**(1990) 3411.
65. J. Kertesz and D. E. Wolf, Phys. Rev. Lett. 62, 2571 (1989)
66. P. Grassberger and A. de la Torre, Ann. Phys. **N.Y.122** (1979) 373.
67. P. Grassberger, Z. Phys. **B 47**(1982), 365
68. G.Odor. "Universality in Nonequilibrium Lattice Systems theoritical foundation", World Scientific (2008).
69. M. Henkel, H. Hinrichsen, S. Lübeck, "Theoretical and Mathematical Physics: Non-equilibrium phase transition volume 1(absorbing phase transition)", Springer (2008)
70. I. Jensen and R. Dickman. Phys. Rev. **E 48** (1993) p1710.
71. I. Jensen, Phys. Rev. Lett. **70**(1993) p1465.
72. J. F. F. Mendes, R. Dickman, M. Henkel and M.C. Marques. J. Phys. **A 27**(1994) p3019.
73. H. Park, M. H. Kim and H. Park, Phys. Rev. **E 52**(1995) p5664.
74. N. Menyhard and G. Odor. J. Phys. **A29** (1996) p 7739.
75. N. Menyhard and G. Odor. J. Phys. **A31** (1998) p 6771.
76. W. Kinzel, Z. Phys. **B 58** (1985) 229.
77. I. Jensen. J. Phys. A Math. Gen. **29** (1996) 7013.
78. A. J. Noest, J. Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 90.
79. A. J. Noest, Phys. Rev. **B 38** (1988) 2715.
80. H. K. Janssen. Phys. Rev., **E55** (1997) 6253.
81. A. G. Moreira and R. Dickman. Phys. Rev. **E 54** (1996) R3090.
82. R. Cafiero, A. Gabrielli, and M.A. Muñoz. Phys. Rev. **E57** (1998) 5060.
83. I. Webman, D. ben Avraham, A. Cohen, and S. Havlin. Phil. Mag. **B77** (1998) 1401.
84. J. Hooyberghs, F. Iglõi, and C. Vanderzande. Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 100601.
85. J. Hooyberghs, F. Iglõi, and C. Vanderzande. Phys. Rev. **E69** (2004) 066140.
86. H. K. Janssen. Z. Phys.**B58** (1985) 311.
87. J. L. Cardy. J. Phys. A: Math. Gen. **16** (1983) L709.
88. J. L. Cardy and P. Grassberger. J. Phys. A: Math. Gen. **18** (1985) L267.

89. P. Grassberger, H. Chat´e, and G. Rousseau. Phys. Rev. **E55** (1997) 2488.
90. W. O. Kermack, A. G. McKendrick. Proc R Soc Lond **A115** (1927) 700-21
91. M. Moshe. Phys. Rep. **C 37** (1978) 255
92. J. L. Cardy and R. L. Sugar. J. Phys. A: Math. Gen. **13** (1980) L423
93. R. P. D. Atkinson, C. J. Rhodes , D. W. Macdonald, and R. M. Anderson, OIKOS **98** (2002) 134.
94. G. Ramos-Fernandez et al. Behav. Ecol. Sociobiol. **55** (2003) 223
95. F. Bartumeus, Fractals **15** (2007) 151.
96. F. Bartumeus et al. Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 097901.
97. A. Chechkin, V. Gonchar, J. Klafter and R. Metzler. Adv. Chem. Phys. **133B** (2006) 439.
98. I. M. Sokolov, J. Mai and A. Blumen, Phys. Rev. Lett. 79, 857 (1997).
99. D. Brockmann and T. Geisel, Phys. Rev. Lett. 91, 048303 (2003).
100. D. Mollison. J. R. Stat. Soc. **B 39** (1977) 283
101. L. Pietronero and E. Tosatti (eds) Fractals in Physics (Amsterdam: North-Holland) 1986
102. M. C. Marques and A. L. Ferreira. J. Phys. A: Math. Gen. **27** (1994) 3389
103. E. V. Albano. Europhys. Lett. **34** (1996) 97
104. J. P. Bouchaud and A. Georges. Phys. Rep. **195** (1990) 127
105. P.P. Lévy, Théorie de l'addition des variables aléatoires, 2^{éme} edn, Gauthier-Villars, Paris 1954. (1er edn, 1937)
106. H. C. Fogedby. Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 2517
107. D. Bockmann and I. M. Sokolov. Chem. Phys. **284** (2002) 409
108. H. K. Janssen, K. Oerding, F. van Wijland and H. J. Hilhorst. Eur. Phys. J. **B7** (1999) 137
109. H. Hinrichsen and M. Howard. Eur. Phys. J. **B7** (1999) 635-643
110. H. Hinrichsen. J.Stat. Mech.: **Theor. Exp**. (2007) page P07066.
111. D. Mollison. J. R. Stat. Soc. **B39** (1977) 283

Chapitre II

Généralités sur le Feu

Dans ce chapitre, nous introduisons un contexte à savoir des différents mécanismes physiques engendrées par un feu de forêt, ainsi que les principales causes du départ de ces incendies en citant quelques exemples des dégâts causés par ce phénomène.

I. Introduction

Le feu est un phénomène connu depuis des certaines de millier d'années, quoi qu'il reste un événement difficile à le contrôler et qui menace des milliards de ressources forestières et naturelles terrestres. Plusieurs études ont été émergées dans ce domaine mais malgré ceci; le fonctionnement physico-chimique de la propagation du feu n'a pas été complètement élucidé.

En effet, un feu de végétation est un sinistre qui se déclare et se propage dans des aires plus d'un hectare, il détruit gravement les forêts et les ressources naturelles de sauvegarde (pas de génération future). L'incendie de forêt détruit également les sols par la disparition de l'humus et des matières organiques indispensables. En plus, il les rend plus érosifs et plus vulnérables au lessivage et au dessèchement [01].

La nature végétale des forêts est poly-phasique complexe, l'allumage et la propagation du feu de forêt font intervenir des mécanismes physiques à différents échelles, sous l'effet d'une source de chaleur un processus de pyrolyse se déclenche au niveau microscopique de la cellule végétale. Ceci induit une évaporation d'eau contenue dans les espaces végétales et par conséquent il y aura émission de gazes nocives. L'écoulement de l'air dans la forêt apporte de l'oxygène qui va activer la combustion des gazes émis au cours de la pyrolyse. L'intensité de cet écoulement intervient dans la détermination de la hauteur de la flamme qui a un rôle principale dans l'étude de la propagation [02].

Au cours de la combustion, la cellule végétale dégage des quantités de chaleur différentes, plus ces quantités sont importantes plus le chauffage des cellules végétales en avant de la flamme est intense, ce qui accélère le séchage du combustible, favorise la pyrolyse et augmente la vitesse de la propagation du feu [03,04].

Ce processus de dégradation thermique est fortement lié aux caractéristiques chimiques et biologiques de la végétation (voir chapitre IV), il dépend aussi de la topographie de la forêt (inclinaison du terrain), et des champs extérieurs influant sur la propagation (aération, vent…) [05-07].

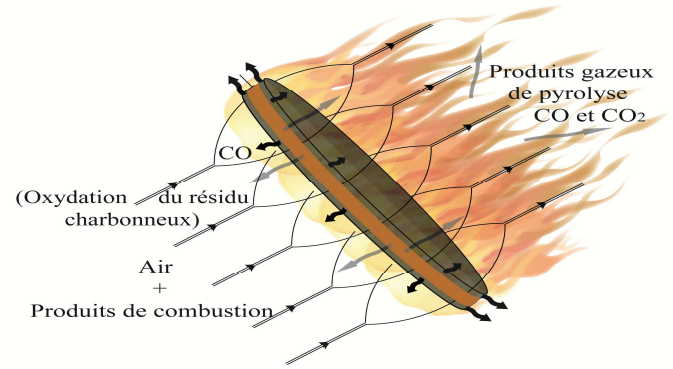

Fig. II.1: Feuille de végétation au cours du processus de dégradation thermique

Du côté financier, le feu de forêt cause d'énormes pertes dans les superficies végétales mondiales et gouvernementales (milliers d'hectares détruits); les conséquences économiques, constructibles et même humains sont également considérable, à titre d'exemple dans les incendies de savane survenus en Côte d'ivoire en 1982 et 1983 ont fait 100 victimes et ont détruit 12 millions d'hectares de terre, 40 000 hectares de plantations de café et 60 000 hectares de plantations de cacao.

La lutte contre les incendies forestiers demande une très bonne connaissance du phénomène de propagation [08,09], où toute stratégie utilisée par les combattants du feu doit être basé sur un ensemble des choix cruciaux concernant les positionnements des véhicules d'intervention et des moyens aériens. En effet, certaines reprises ou sautes de feu doivent être traitées en priorité, afin d'assurer la protection de la population et des habitations.

En raison d'atteindre ce bût, plusieurs recherches de simulation de la propagation des feux ont été développées depuis une soixantaine d'années en différents pays du monde tel que : France [10], Canada [11], Etats Unis et Australie [12].

La simulation et L'anticipation des feux de forêts nécessitent des connaissances sur les différents mécanismes physiques influant et provocant la propagation du feu. Devant ce fait, le premier objet qu'il faut décrire c'est les raisons du déclanchement d'un feu. Selon des statistiques mondiales, 90% des feux de forêts sont lié à des activités humaines : agriculture, déforestation, accidents et pyromanes (Robin, Carrega, & Fox, 2006). Ces activités anthropiques sont beaucoup plus dangereuses que les changements climatiques et la sécheresse de végétation. Car ils contribuent eux-mêmes à ces changements par l'émission de particules et de gaz à effet de serre qu'ils génèrent. Une corrélation statistique peu être établie entre la répartition des départs de feu et les activités anthropiques en se basant sur des travaux géographique sur la distribution spatiale des points d'éclosions (Carty, Damasceno, Silva, Galante et Moreiria(2007), Mangia villano (2008)). Cette analyse donne des informations sur la fonction de répartition des points d'éclosions dans la forêt.

D'un autre côté, la propagation du feu dépend de son pouvoir à se propager, ce pouvoir est variable selon les différents mécanismes physiques présentent dans la forêt.

II. Processus d'inflammation :

Un incendie de forêt est la manifestation incontrôlée dans l'espace et dans le temps d'une réaction de combustion. Il s'accompagne d'une libération de chaleur et d'émission lumineuse :

II.1. La combustion :

Première étape de la dégradation thermique des végétaux, elle est basée sur la réaction d'un combustible avec un carburant (généralement l'oxygène). Plusieurs équipes de recherche ont développés des études fondées en grande majorité sur des considérations de biologie végétale [13] ou de mécanique des fluides [02,14] permettant de modéliser les espèces végétales au cours de la combustion. Celles ci apportent la chimio-physique et analytique qui caractérise bien la composition des combustibles et la cinétique des réactions mises en jeu.

Il s'agit d'aller un peu plus loin que de considérer uniquement l'information qualitative donnée par le mécanisme élémentaire connu sous le nom de triangle du feu présenté en figure II.2.

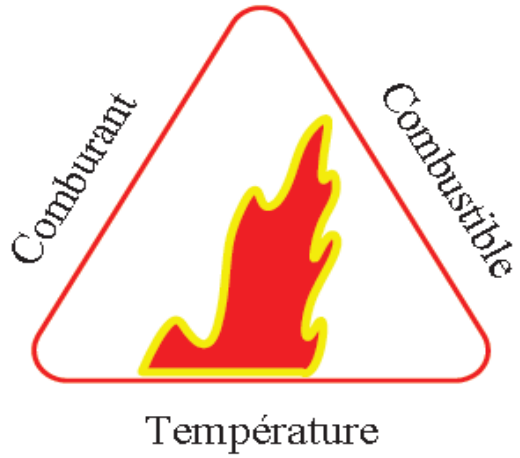

Fig. II.2: Triangle du feu

La combustion constitue le moteur de la propagation d'un feu. Où plusieurs réactions chimiques se produisent simultanément. C'est pourquoi il est primordial d'établir la nature de ces réactions et leurs caractéristiques cinétiques afin d'apporter des outils de prédiction de la position d'un front de flamme à l'usage des combattants du feu.

II.2. L'inflammation :

Cette réaction a lieu, quand une certaine quantité d'énergie, appelée énergie d'activation, soit apportée. De plus, les concentrations de comburant et de combustible doivent être comprises entre les limites inférieures et supérieures d'inflammabilité. La température d'inflammation est néanmoins variable, notamment selon les conditions de combustion et la nature de l'espèce végétale [15]. L'anticipation de cette température fait l'objet de nombreuses études chimio-physiques [16]. Ces études demandes des informations sur la cinétique et sur l'intensité du feu, elles permettent également d'établir un schéma réactionnel, malgré la complexité des réactions. L'un des méthodes appropriées utilisés dans l'étude d'inflammation des végétaux est l'analyse thermique (AT) [17]. Les premiers travaux entrepris sur l'AT de combustibles forestiers (Philpot [18] et Tang [19]) ont démontrés que la majorité des végétaux forestier s'enflamment tous pour une température d'environ 320°C [16].

Récemment, une nouvelle méthode d'analyse non destructive est utilisée dans la caractérisation des cellules végétales. Cette méthode étudiera la réponse diélectrique des végétaux sous l'action d'un champ extérieur (température) [20,21]. Cette analyse diélectrique peut fournir des informations valables en termes de propriétés physiques et chimiques d'un matériau comprenant: hydration, conductivité, porosité, inflammabilité, pertes diélectriques, relaxation moléculaire, constitution granulaire, changements de phase, constante et module diélectrique, et avec beaucoup d'autres paramètres (voir chapitre IV).

II.3. Emission radiatif (dégagement de chaleur) :

L'incendie de forêt est une manifestation des énergies délivrées, sous forme de chaleur, par des réactions chimiques qui ont lieu lors de la combustion, le transport de cette énergie et son absorption par le combustible environnant dépend essentiellement de l'intensité rayonnée, le type de végétation, l'humidité et la topographie du terrain. En effet, Les flammes produites lors d'un incendie de forêt sont des flammes de diffusion fortement influencées par les effets gravitationnels. Elles sont caractérisées par une très faible quantité de mouvement initiale et d'écoulement turbulent. Elles sont alimentées par les gazes combustibles libérés par la pyrolyse des éléments fins des végétaux (typiquement les feuilles, brindilles, etc. (Burrows, 2001)).

En réalité, Cette émission radiative est en majeure partie responsable de la propagation des incendies de grande ampleur (Munoz, Planas,Ferrero, & Casal, 2007) [22], elle définie une zone d'interaction limitée par une longueur caractéristique finie l_c (Fig. II.3) appeler « ***longueur d'impact*** », cette dernière décrit le seuil critique des connexions d'inflammation entre les sites du réseau. Au-delà de cette valeur caractéristique, le temps d'allumage croit rapidement qu'un exponentielle ce qui signifie que les sites situés à des distances supérieurs de cette longueur critique ne reçoivent pas suffisamment d'énergie pour s'enflammer (Fig. II.3), contrairement aux sites situés à des distances intermédiaires qui s'enflamment avant l'extinction de la flamme émissive pendant un temps de combustion exponentiellement variable avec la distance parcourue[23].

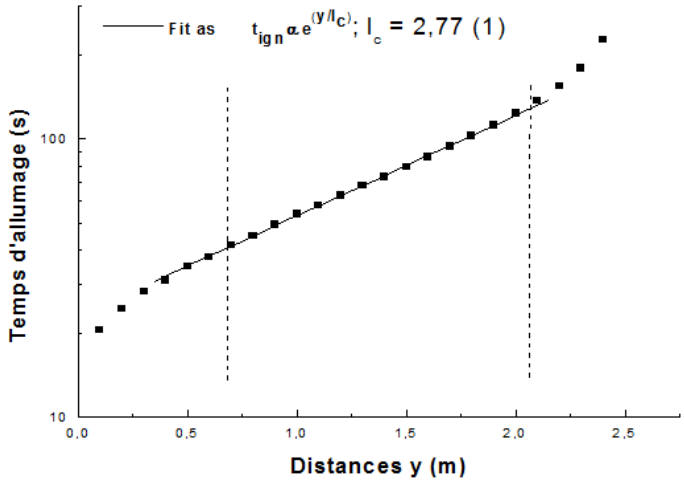

Fig. II.3: évolution du temps d'allumage des cellules du réseau en fonction de la distance parcourue par le rayonnement de la flamme [23]

Cette longueur caractéristique l_c dépend de la hauteur et du rayon de la flamme, ainsi que les conditions climatiques telle que : l'humidité de l'air, le vent…

III. Physique de propagation d'un feu :

Un incendie de forêt est un ensemble de transport énergétique des zones qui brûlent vers les zones non brûlées. L'ensemble des énergies dégagées au cours de la dégradation thermique des végétaux forme une source stable pour l'inflammation, encore plus l'explosion de certaines espèces végétales à causse des essences biologiques qui le détient, produit un nombre moyen des feux secondaires qui influent sur la vitesse de propagation. Alors; on peut classifier les modes de propagation selon deux types principaux:

III.1. Modes de transfert de chaleur : Les flux thermiques émis par les flammes chauffent l'ensemble des sites situés au voisinage du front de feu, L'intensité des flux thermiques active le processus de pyrolyse qui forme un nuage de gaz combustible devant le front. La propagation du feu dans ce cas, dépend de ces deux quantités thermiques (rayonnement de la flamme, chaleur du nuage gazeux). Qui seront transportés par trois processus physiques fondamentaux (Fig. II.4) : conduction, convection et rayonnement thermique

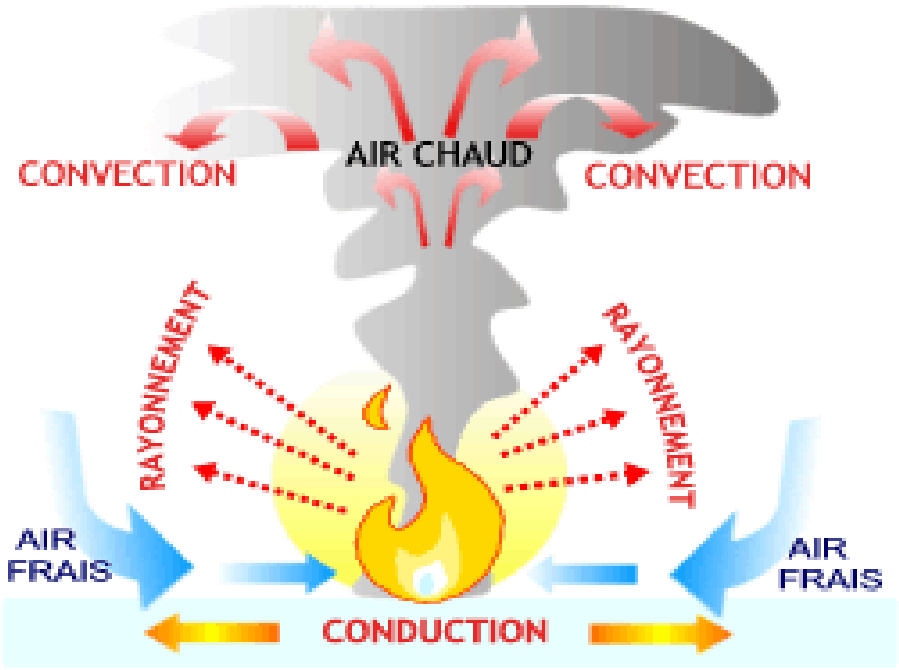

Fig. II.4: modes de transfert de chaleur

III.1.A. ***La conduction* :**

La conduction est le résultat de l'agitation moléculaire due à un gradient de température, qui induit une diffusion microscopique de chaleur du corps chaud vers le corps froid. Elle est même liée à la constitution et à la température du milieu. Elle ne peut donc se produire que dans un support matériel, qu'il soit solide, liquide ou gazeux.

En pratique, la conduction est négligeable au cours de la propagation des incendies de végétations, puisqu'elle ne représente environ que 5% des transferts de chaleur, à l'exception des feux de sol ou de tourbière; pour les quels elle est le processus de transfert de chaleur le plus pondérant. En revanche, la conduction au sein de particule solide explique les différences de comportement entre les éléments combustibles selon leurs épaisseurs.

III.1.B. ***Rayonnement thermique :***

Le rayonnement est un mode de transfert d'énergie sous forme d'ondes électromagnétiques propage avec ou dans un support matériel. Tous les corps dont la température absolue est supérieure à 0°K (moins de 273°C), émettent un rayonnement électromagnétique dont la fréquence est fonction de cette température. Ces rayonnements calorifiques mis en jeu lors des incendies de forêt ont principalement un rayonnement électromagnétique infrarouge.

En fait, le flux de rayonnement entre une source de chaleur ponctuelle et un point donné diminue rapidement avec la distance (proportionnalité inverse). Cependant, un front de feu ne constitue pas une source ponctuelle mais un panneau radiant, pour une distance au front de feu inférieur à 10 (ou 20) fois la hauteur des flammes.

A proximité immédiate du front de feu, le rayonnement est extrêmement intense tandis qu'à des distances égale à 5 (ou 10) fois la hauteur des flammes, ce rayonnement est beaucoup moins intense [23].

En pratique, c'est surtout le rayonnement à courte distances qui est l'origine de l'élévation de la température et du desséchement du combustible en avant du front de la flamme, ainsi il assure la progression du feu.

En réalité, Le rayonnement thermique peut atteindre plusieurs watts par cm^2. Par exemple, pour un front de feu de hauteur de 5m et de longueur 50m, l'impact radiatif de ce feu peut atteindre environ 50m loin du front de l'incendie principal, qui est l'une des raisons principales de la l'inflammation des maisons par le feu.

Cet impact radiatif est une fonction de topographie de terrain (pentes) et du vent où le combustible en aval d'une pente reçoit plus de chaleur que celui qui ce trouve en amont (Fig. II.5).

De même, le vent incline la flamme, ce qui conduit à un apport de chaleur rayonnée plus important au combustible en aval du vent que celui en amont.

Fig. II.5: Rôle de la pente **(a)** et du vent **(b)** sur le rayonnement émis de la flamme.

III.1.C. ***La convection :***

La convection est un transfère de chaleur par mouvement macroscopique d'un fluide (gaz dans le cas d'un feu) dont la masse transporte la chaleur qu'elle contient. Si l'écoulement du fluide est imposé, on parle de convection forcée. En revanche, si le mouvement est dû à des différences de densités engendrées par des différences de températures, on parle de convection libre.

Dans les feux de végétations, la combustion produit des gazes chaudes qui se mélangent à l'air ambiant chauffé également. Ces gazes chauds sont plus légers et montent rapidement (Fig. II.6), ils apportent une grande quantité de chaleur aux combustibles situés au dessus (houppiers) qui seront desséchés en élevant leurs températures jusqu'à l'inflammation.

Le vent, en poussant les gazes chaudes en avant du front des flammes, au sein des strates basses de la végétation accélère la propagation du feu. Néanmoins, le vent produit un mélange d'air frais avec le gaz chaud. De plus, la variation du relief participe au déplacement des gazes chaudes vers des surfaces basses.

La convection est le processus de transfert de chaleur prépondérant dans la propagation des incendies de forêt, elle est autant plus marquée dans l'avant du front quand la pente est plus importante (feu montant).

Fig. II.6: Gaz léger émis par convection (image réel)

Par ailleurs, les gazes en mouvement transportent souvent des matériaux en ignition (brandons), qui peuvent retomber à plusieurs centaines de mètres en avant du front de l'incendie, ceci introduit le deuxième mode de propagation « mode de transfert de matière » qui engendre le processus d'émission des brandons et les sautes de feu.

III.2. <u>Emission des brandons et sautes de feu :</u> L'émission des brandons, débris végétaux enflammés ou incandescents soulevés par le panache thermique et transportés par le vent peuvent parcourir des distances de plusieurs centaines de mètres ou kilomètres, en avant du front principale du feu. Ils sont alors capables d'allumer des foyers secondaires dans la forêt. Alors, le feu semble à progresser par sautes. Ce mode de propagation est souvent associé à des feux de cime intenses (Fig. II.7).

Ces particules rentre dans la colonne de convection, elles peuvent brûler longtemps et être transportés très loin de la flamme émissive, des sauts de feux très nombreuses peuvent conduire à des éclosions multiples sur une zone peu étendue et crées aussi une tornade de feu extrêmement dangereuse.

Fig. II.7: Mode de transfert de la matière (émission des brandons)

IV. Type de feu :

Un incendie de végétations se propage principalement en fonction de différentes strates de la forêt, qui ont réparties en quatre endroits :

- ***La litière :*** Débris végétaux tombés à terre, très inflammable, elle est à l'origine d'un grand nombre de départ de feu, difficile à détecter, et qui se consume lentement.
- ***La strate herbacée :*** Les plantes annuelles et les plantes dont seules la partie souterraine est vivace (plantes à bulbes ou à rhizomes), ces strates auront une grande inflammabilité.
- ***Les ligneux bas :*** Les arbustes d'inflammabilité moyenne, elle transmet rapidement le feu aux strates supérieures.
- ***Les ligneux hauts :*** Les arbres matures, rarement à l'origine d'un feu, elle permet cependant la propagation des flammes lorsqu'elle est atteinte.

Selon ces étages de végétations, et selon les conditions climatiques dans les quelles ils se développent, un feu peut prendre différentes formes :

IV.1. ***Les feux de sol :*** consument la matière organique de la litière et de l'humus situé sous celle-ci, et ne produisant pas des flammes apparentes. Ils peuvent pénétrer dans des dépôts organiques très profonds et cheminer à plusieurs dizaines de centimètres sous la surface. Ils sont relativement rares en région méditerranéenne.

Fig. II.8 : feu de sol

IV.2. ***Les feux de surface :*** ces feux sont les plus connue, ils brûlent les strates basses et contiguës au sol (litière, tapis herbacé, broussailles). Ainsi Ils se propagent rapidement, en dégageant beaucoup de flammes et de chaleur. Ils peuvent avoir comme origine un feu de sol ou se terminer par un feu de sol.

Fig. II.9 : feu de surface

IV.3. ***Les feux de cime :*** cette forme de feu embrase les houppiers et brûle la partie supérieure des arbres (ligneux hauts). Elle libère en général des grandes quantités d'énergie et elle propage très rapidement. Ces feux sont d'autant plus intenses et difficiles à contrôler que le vent est fort et le combustible est sec.

Les feux de cime sont de deux types :

Indépendants : ils se propagent dans les cimes sans dépendre du feu de surface.

Dépendants : ils ne se maintiennent dans les cimes qu'en raison de la chaleur dégagée par un feu de surface. Ils sont passifs s'ils contribuent moins à la propagation que le feu de surface qui les accompagne et actifs dans le cas contraire.

Fig. II.10: feu de cime

IV.4. **Les sautes de feu :** les sautes de feu peuvent se produire sur des courtes ou des longues distances selon les conditions du milieu. Les distances parcourues par les brandons (responsable des sauts) peuvent atteindre plusieurs centaines de mètres, voire plusieurs kilomètres dans certains types de peuplements.

La vitesse de propagation des ces incendies est extrêmement variable. Elle dépend des caractéristiques et de l'état de la végétation, de la pente et de la vitesse du vent. Cette dernière est plus élevée (dépasse 10 Km/h) dans les formations végétales basses continues (pelouses, landes et garrigues claires) où la biomasse est faible.

Dans des formations arborées avec sous bois dense, la vitesse de progression de feu diminue car la végétation forme un écran s'opposant au vent et au transfert de chaleur. Elle peut atteindre 5 ou 6 Km/h tandis que la biomasse brûlée sera plus importante.

Fig. II.11: Sautes de feu

V. Paramètres physiques influant sur la propagation du feu :

Si les effets du changement climatique et de la sécheresse favorisent les incendies de forêts, l'influence anthropique reste la principale cause des incendies dans le monde puisque 90% des feux de forêts sont liés à des activités humaines, malgré ca on peut classer les causes du feu en quatre catégories :

- Cause inconnue
- Cause naturelle : essentiellement, la foudre.
- Cause humaine involontaire (accidentelles) : imprudences, accidents dus à la circulation en forêt ou en périphérie, lignes électriques, dépôts d'ordures, reprise de feu, etc.
- Cause humaine volontaire : pyromanie, conflit, intérêt politique ou foncier.

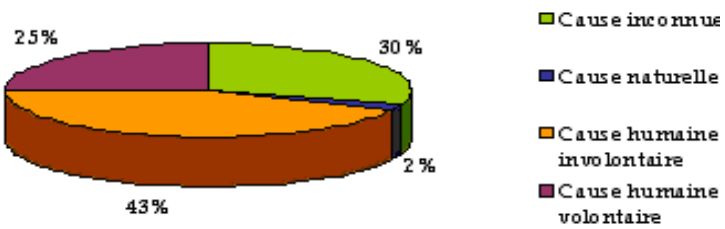

Fig. II.12 : Causes de départ de feux en région méditerranéenne [24]

L'étude des phénomènes intervenant lors des feux de forêt permet de caractériser l'ensemble des grandeurs évoluant au cours de la propagation de l'incendie [25]. Parmi ces grandeurs nous avons :

- ***La température du constituant végétal :*** Subi un changement élevé au cours de la propagation, plus le feu est puissant plus qu'elle croit jusqu'à la température d'inflammation.
- ***La quantité de combustible végétal :*** elle correspond au poids sec total du combustible végétal par unité de surface au sol. Elle exprime la quantité d'énergie disponible potentiellement dans la végétation. Cette quantité influence la vitesse de propagation du feu (dans certaines conditions météorologiques), ainsi l'intensité du feu et la hauteur des flammes.
- ***L'humidité du combustible végétal :*** au cours du processus de pyrolyse, la végétation perdre de l'eau interne, cette évaporation démunie le taux d'humidité de l'espèce végétale par un rapport de :

$$O_f = \%_{eau} = \frac{M_{eau}}{M_f} \qquad \text{(II. 1)}$$

Etant que M_f et M_s: fragment de matière fraîche et sèche respectivement, M_{eau} la quantité d'eau évaporé (teneur en eau) donné par : $M_{eau} = M_f - M_s$.

- ***Le flux de chaleur :*** croit plus que la contribution des cellules combustibles au front de feu est suffisamment grande. Dans ce cas le flux sera beaucoup plus intense et leur impact sera beaucoup plus éloigné de l'interface du feu.
- ***La vitesse de déplacement de l'air dans la strate de végétation :*** dépend essentiellement de la vitesse du vent, et de l'inclinaison du terrain et de la flamme.
- ***La température du constituant air dans la strate de végétation :*** en raison du processus de convection, les gaz chauds émis par les flammes, chauffent les strates végétales au dessus de ceci, il y a donc un échange d'air (chaud et froid) qui modifie la température de l'air de ces strates végétales.
- ***Les quantités d'espèces chimiques gazeuses :*** parmi elle, nous avons l'oxygène qui est nécessaire à la combustion des gazes émis au cours de la pyrolyse, et à quelques espèces chimiques produites par cette réaction pour conserver l'inflammation.

Ces grandeurs sont activées par l'influence de certains facteurs naturels et humains favorisant l'éclosion et la propagation du feu, parmi ces facteurs nous citons :

- ***Les composantes du milieu naturel :*** **c**ertaines formations végétales sont plus sensibles au feu que d'autres et cela au regard de sa teneur en eau, de l'entretien général de la forêt, de la disposition des différentes strates arborées et des types d'essence d'arbres présents.

Dans ces formations végétales, la nature de la litière (chênaies, futaies de pin d'Alep) et du sol, ainsi la continuité du couvert végétal (horizontale et verticale) ont un effet majeur sur l'inflammabilité et surtout sur la sensibilité au feu.

L'été est bien sûr la période de l'année la plus propice aux feux de forêt. Les effets conjugués de la sécheresse et d'une faible teneur en eau des sols favorisent l'éclosion d'incendie. Néanmoins, les conditions météorologiques particulières (année de sécheresse, accumulation d'arbres au sol après une tempête) peuvent engendrer des situations favorables aux départs de feux même dans des zones peu concernées par ce type de phénomène habituellement.

D'autre part, les conditions climatiques telles que : la température, l'humidité de l'air, le vent et la topographie du terrain (pente) qui influent sur l'activité du combustible par rapport à l'oxygène, le transport des particules, le dessèchement du sol et de la végétation et en fin le rabattement des flammes.

L'exposition a également un rôle indirect sur la progression du feu, car elle conditionne le taux du flux reçu, le type de végétation, l'influence des vents et l'ensoleillement. Généralement, les versants sud et sud-ouest présentent les conditions les plus favorables pour une inflammation rapide et pour la propagation des flammes.

- **Les facteurs humains :** L'évolution de l'occupation du sol, qui conduit, à l'augmentation de l'interface habitat/forêt, accroît considérablement le risque d'incendies de forêts. En effet, les zones de contact entre nature et société sont plus nombreuses du fait de l'extension de l'urbanisation, de l'interpénétration des espaces végétalistes et urbanistes sans avoir un entretien des coupures de combustibles.

Dès lors, les nombreuses activités humaines telles que les loisirs, les travaux agricoles ou forestiers ou les transports, de plus en plus en contact avec ces espaces naturels, contribuent au déclenchement des incendies de forêts.

VI. Prévention et protection:

Le feu de forêt est un phénomène qui existe depuis longtemps, et si l'homme semble maîtriser l'usage, il lui arrive aussi de ne pas réussir à le contrôler. Et malgré de très nombreuses études, le fonctionnement et le bon moyen de lutte n'est pas complètement élucidé. Cette complexité mène à énoncer certains moyens de protection afin de minimiser les dégâts engendrés par ce phénomène.

Les protections initiales sont dites « actives » lorsqu'elles mettent en œuvre des dispositifs dynamiques (détection, alarmes, désenfumage, sprinklers) ou font intervenir l'action humaine pour éteindre le début d'incendie (robinet d'incendie armé ou RIA). Elles ont pour objectif premier de permettre l'évacuation des personnes dans les meilleurs délais et de faciliter l'intervention rapide des secours.

Le feu doit être détecté au plus tôt pour être combattu efficacement. L'ensemble des protections actives doit être efficace dans les deux premières phases de développement du sinistre. Quelques dispositifs de protection active sont utilisés tel que:

- Détecteurs : réagissant à la fumée, à la chaleur, ou aux flammes, déclenchent une alarme sonore.
- Consignes de sécurité et le balisage favorisent l'évacuation des occupants.
- Attaque immédiate du feu par les extincteurs ou RIA.
- Système de désenfumage évacue les fumées toxiques, facilitant l'évacuation des occupants sans dommages et l'intervention des secours (cas des feux de bâtiment ou sociétés)
- Sprinklers, réseau d'extinction automatique, attaquent sans délai le feu naissant (station urbaines).
- La modélisation de la propagation du feu en détectant les positions du feu (contour) afin d'avoir une cartographie primaire aides les combattant pour contrôler le feu et minimiser les dégâts.

VII. Modèles de feu :

La modélisation du feu est l'un des moyens les plus importants dans la protection et la lutte contre l'incendie, elle prédit la propagation du feu en un temps très petit par rapport au temps réel, elle tient comptes des paramètres réelles influant sur la propagation et même provoquant le feu. Ce domaine est apparu dans la première fois en 1946, mais il reste de nos jours un phénomène crucial et important à l'étudier et à compléter leur évaluation.

VII.1. Modèles déterministe :

VII.1.A. ***Modèle physique :*** L'ensemble de ces modèles sont apparu depuis 1946 [26], ce dernier se développe selon le calcul du bilan énergétique des particules du réseau. Le bilan d'énergie n'est qu'un ensemble d'équations aux dérivées partielles qui tiennent comptes au mécanisme physique présenté dans le réseau tel que : la convection, les rayonnements thermiques…

Ce modèle caractérise bien le mécanisme physique de chaque élément dans un milieu continu [28-29], mais il ne tient pas compte de tous les paramètres influant sur la propagation.

VII.1.B. ***Modèle empirique :*** La modélisation empirique nécessite la connaissance des paramètres intrinsèques au type de propagation étudié (feu de forêt, épidémie …). Ces modèles présentent un intérêt opérationnel indéniable, mais leurs utilisation doit être limitée aux conditions du réseau (météorologie, topographie du terrain, végétation, l'immunité, la susceptibilité, etc.).

Dans ce modèle, le développement de la percolation est basé sur un bilan thermique stationnaire global qui caractérise l'évolution de la vitesse de propagation pour différent configurations du champ externe présenté dans le système (direction du vent, humidité, les pentes, l'immunisation, la réinfection…) [30].

L'avantage d'un tel modèle est qu'il est essentiellement relier à la nature du réseau (**exp** : forme de la forêt) [31-32], mais ceci limitera l'adaptation de ce modèle pour toutes les type des réseaux de propagation.

L'un des premiers modèles empiriques dans le domaine des feux de forêts est le modèle de Rothermel en 1973 [33].Ce dernier est appliqué avec succès à un ensemble des forêts particulières, les coefficients tirés à partir de ce modèle empirique coïncident avec l'expérience.

VII.2. Les modèles stochastiques :

La plupart des systèmes percolant qui contient un grand nombre d'entité présentent une certaine complexité dans la caractérisation des interactions et de la dynamique de la propagation, cette complexité provient de l'impossibilité de mettre le système dans une équation soluble. Ceci mène à la modélisation et la simulation statistique.

L'ensemble de ces modèles est essentiellement basé sur le calcul d'échantillonnage. Ces modèles sont devenus plus efficaces et plus puissants avec le développement technologique des micro-ordinateurs et supercalculateurs.

Sous se nom plusieurs réseaux ont émergés, parmi eux nous avons :

VII.2.A. ***Le modèle de percolation « réseau régulier » :*** Ce modèle utilise fréquemment le voisinage de Von Neumann, ou chaque site active possède quatre voisin un dans chaque direction [Von Neumann, 1966]. La croissance de l'ensemble des sites actifs (**exp** : front de feu) dépend de la concentration d'occupation du réseau.

Ce modèle est un modèle dynamique qui évolue dans le temps, et tient en considération les propriétés intrinsèques des sites à transmettre la propagation, ainsi l'influence des effets collectives sur la vitesse de la propagation. Ce modèle traite bien l'effet du vent et la pente mais il reste incapable de définir les connexions à longue distance.

Ce modèle est utilisé dans les travaux d'Albinet [34], Stauffer et Ahorony [52], et il est appliqué dans différent domaine tel que la propagation du feu, l'épidémie…

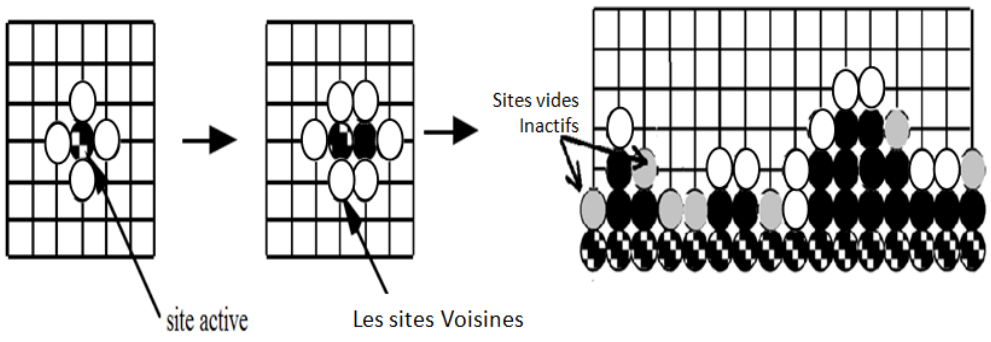

Fig. II.13 : Modèle de réseau régulier [53]

VII.2.B. ***Automate cellulaire :*** Un graphe mathématique complexe, engendré par des règles simples de voisinage, ce modèle est introduit dans les années quarante par Stanislas Ulam. La base de cette première version était un espace à deux dimensions divisé en *cellules*, Chacune des cellules pouvait avoir deux états : allumé ou éteint. Partant d'une configuration donnée, les générations suivantes étaient déterminées en fonction des règles de voisinage. Par exemple, si une cellule donnée était en contact avec deux cellules allumées elle s'allumera sinon elle s'éteindra.

Cette modélisation initiale a suggéré à Von Neumann d'utiliser ce qu'il appelait les « espaces cellulaires -*cellular spaces*-» pour construire sa machine auto-réplicative [34].Il pouvait ainsi s'affranchir des conditions physiques réelles pour travailler dans un univers extrêmement simplifié pourtant apte à engendrer une haute complexité (**exp** : fonctionnement de la molécule d'ADN).

Les automates cellulaires sont sortis des laboratoires en 1970 avec le désormais fameux *Jeu de la vie* (*Life Game*) de John Horton Conway. Ils ont été appliqués à la modélisation des feux de forêt par Kourtz en 1971 [34]. Par la suite, on notera les travaux remarquables d'Albinet et al. (Albinet, Searby, & Stauffer, 1986), de Stauffer et Aharony (Stauffer & Aharony, 1991), de Téphany et al. (Téphany, Nahmias, & Duarte, 1997), et plus récemment d'Hargrove et al. (Hargrove, Gardner, Turner, Romme, & Despain, 2000).

Les automates cellulaires fonctionnent de manière *discrète*. C'est-à-dire qu'elle utilise la pondération temporelle du site (le temps s'écoule par à-coups). Ceci signifie que l'état d'une cellule au temps $t+\Delta t$ est fonction de l'état au temps t d'un nombre fini de cellules voisines.

Bien que ce modèle donne des résultats qualitativement corrects, cette approche est limitée par sa difficulté à modéliser les mécanismes physiques fondamentaux qui régissent la propagation [35,54]. En effet, ils utilisent des coefficients de pondération empiriques et par conséquent, leur domaine de validité se limite aux conditions pour les quelles ces coefficients ont été établis.

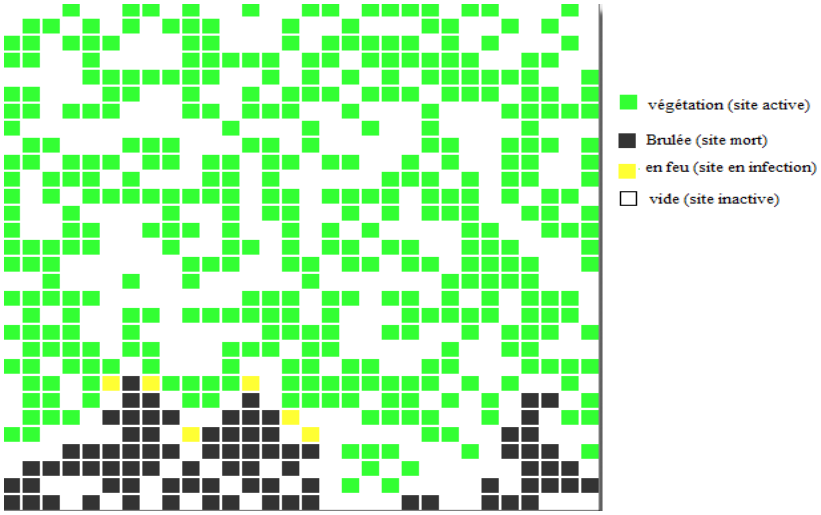

Fig. II.14 : Modèle d'automate cellulaire [34]

VII.2.C. ***Modèle du réseau petit monde:*** Jusqu'à présent, les modèles statistiques mentionnés ci-dessus sont encore utilisées dans la modélisation des phénomènes de percolation quoiqu'ils ne traitent pas l'effet longue distance [54].

A la fin des années 90, S'inspirant des travaux du psychologue américain Stanly Milgramen 1967[38-39]; Watts et Strogatz ont introduit un nouveau modèle de réseau appelé « petit monde » [39-43].

Ce modèle été introduit au premier moment comme un modèle simples d'un réseau social (connaissances, amitié…); En effet, le modèle est à l'origine un réseau régulier associe à un certain nombre moyen des raccourcis ou liens choisies au hasard suivant une certaine distribution d'émission ϕ [42]. Il permet la création des amas avec un coefficient beaucoup plus grand que les graphes aléatoires [38, 42], ainsi il défini un comportement logarithmique du diamètre en fonction du nombre des sites (nœuds) du réseau [38, 42] (Fig. II.15).

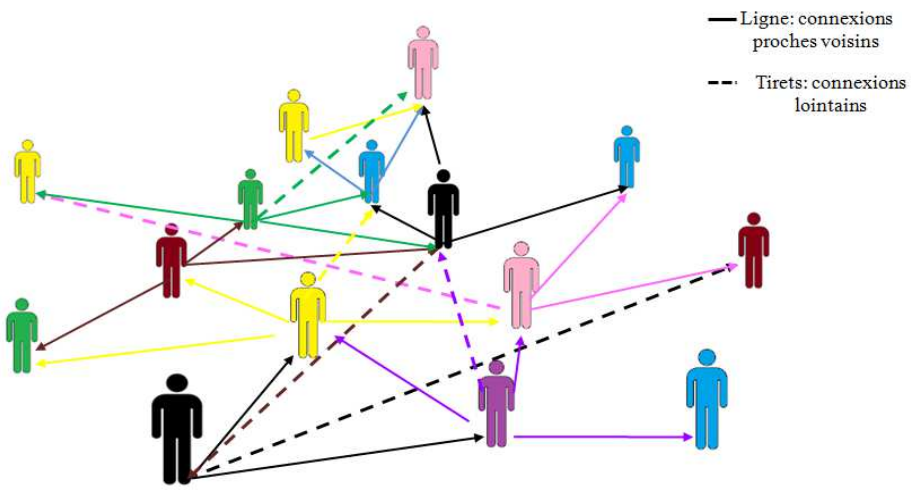

Fig. II.15: Réseau social de petit monde

L'application de ce modèle dans un grand nombre de domaines variés de la science ouvre la porte à plusieurs travaux qui traitent leur caractéristiques intrinsèques telle que : la distribution de connexion, type d'interaction longue-distance, robustesse… [39, 44, 45]. L'un des célèbres applications de ce modèle "petit monde" est la propagation des feux de forêt.

Ce domaine attire l'attention d'un grand nombre de scientifiques en raison des dangereux risques qui le présente sur l'environnement et sur la vie humaine [46-47]. Un modèle « petit monde » de propagation de feu de forêt, introduit par N.Zekri et al. [48] a été validé à l'échelle expérimentale [49] pour un ensemble des feux différents (Lançon « Sud-Est, France (2005)» (Fig. II.16 (droite)), Savane « Afrique du sud (1992) » (Fig. II.16 (gauche)). Le rapport temporel de ce modèle (temps de calcul/temps physique) est de l'ordre de dix, ce que lui rend le plus appropriés pour la simulation.

L'interprétation de ce modèle de forêt est bien illustrée dans le chapitre III.

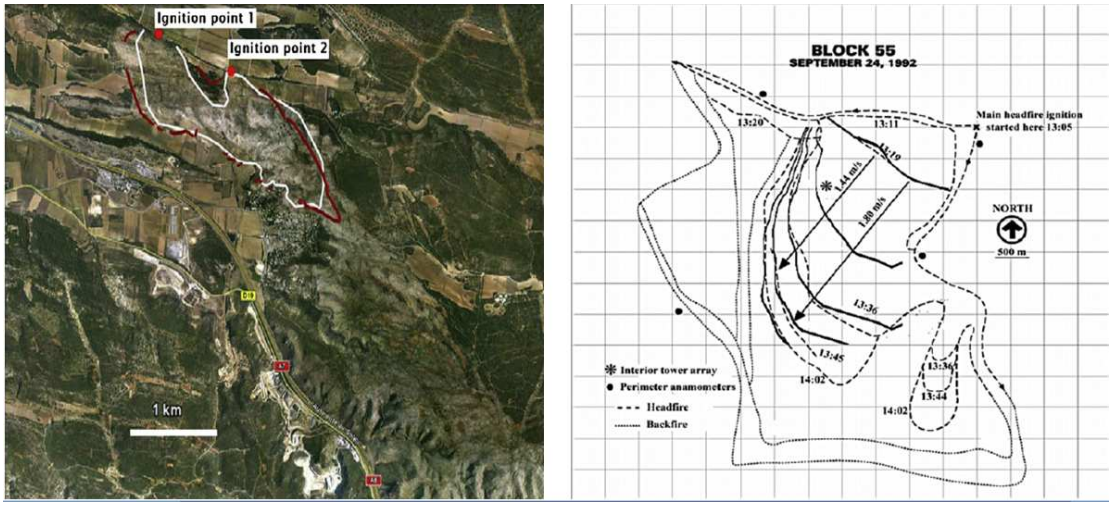

Fig. II.16: Validation du modèle RPM dans les feux de lançon **(Droite)**, les feux de savane **(gauche)** [52].

D'autre côté, Le modèle petit monde est également appliqué avec sucées dans les phénomènes de transmission des maladies, notamment les travaux de Sander où il établie une relation empirique qui relie le seuil de percolation critique « P_c » avec n'importe qu'elle probabilité de connections longues distances (distribution des courts circuits) « ϕ » [50,51]:

$$4K\phi = \frac{\left(P_c^{rr} - P_c^{pm}\right)^{\gamma}}{P_c^{pm}} \qquad (II.2)$$

K et γ étant la constante de proportionnalité et l'exposant critique déterminé par la loi universelle [50, 51]: $\langle m \rangle = K|P - P_c|^{-\gamma}$

Conclusion :

Les feux de forêt constituent une menace majeure pour les espaces naturels et humaines, ils détruisent chaque année des milliers d'hectare (Québec 2005 400000 hectares) du recouvrement végétale mondiale, ainsi ils endommagent la sauvegarde biologique (peut être effacé), et le sol par disparition de l'humus et des matières organiques.

On outre, les effets d'un feu n'ont pas confinés uniquement au patrimoine forestier, elles peuvent affecter l'environnement humain par saut de feu et par rayonnement, comme il peut être que le feu est à l'origine de ces milieux (explosion urbaines).

Donc, il serait intéressant de simuler et modéliser la propagation des feux de forêt, cela serait très utile pour connaitre l'évolution du feu afin d'aider les combattant du feu à la lutte. Cela pourrait également servir dans les plans d'aménagement préventifs de végétations dans les zones peuplées pour réduire les risques humains et financiers.

Cette modélisation a subi plusieurs modifications et évaluations (depuis 1946 [26]) afin de s'approcher de la réalité de la propagation du feu, l'un de ces modèles, est le modèle du Réseau de Petit Monde, il est susceptible de constituer une base d'outil opérationnel pour la lutte contre l'incendie. Néanmoins, il a été validé à l'échelle expérimentale et par des feux réels, il fournit des résultats dans un temps très inférieur au temps physique, il reproduit de façon satisfaisante la propagation du feu sur un terrain plat ou en pente en l'absence et en présence du vent.

L'explication de la méthodologie appliquée dans ce modèle est illustrée dans le chapitre suivant.

Référence:

01. Ministère de l'Écologie et du Développement Durable, Paris (France) 2000. www.environnement.gouv.fr/dossiers/risques/risque-majeurs/p21.
02. A.M. Grishin, A.D. Gruzin, V.G. Zverev, Sov. phys. Dokl. **28**(1983) 328-330
03. R.C.Rothermel, General technical report INT-143, USA,**161**(1983).
04. S.L. Lee and J.M. Hellman, Adv. Heat Transfer, **10** (1974) pp219-284
05. D. Calogine, O. Séro-Guillaume. Récents progrès en génie des procédés, **15** (2001) pp11-18
06. O. Séro-Guillaume, J. Margerit. Int. J. Heat and Mass Transfer, **45**(2002) pp1705-1722
07. J. Margerit, O. Séro-Guillaume. Int. J. Heat and Mass Transfer, **45**(2002) pp17203-1737
08. F. Lafarge, X,Descombs, J. Zeruda , S. Mathieu, traitement de signal, **23**, n°4 (2006)
09. C.Chandler, P.Cheney, P.Thomas, L.Trabaud and D.Williams, "Fire in forestry, Forest fire behaviour and effects Vol 1", John Willey, (1983) 450.
10. IUSTI Marseille, LEMTA Nancy
11. Dalhousie University, Halifax, N. S. Canada B3H.
12. F.A. Albini, Comb. Sci. Techn, **42** (1985) 229-258
13. R. Grossiord, C. Moro INRA, laboratoire de recherches forestières méditerranéennes PIF 9803(1998).
14. J. Margerit 'Modélisation et simulations numériques de la propagation des feux de forêt'. Thèse de doctorat, INPL Nancy(1998).
15. V. Babrauskas. Interflam, (2001)71-88.
16. X. Déglise, A. Dennot, Technique de l'ingénieur, **BE** (2004) 8535.
17. T. Hatakeyama F.X. Quinn, "Thermal analysis: Fondamentals and applications to polymer science", Willey Ed. New York (1999).
18. C.W. Philpot, Forest Science, **16**(1970) 4761-4771.
19. W.K.Tang, "Forest products, Differential thermal analysis Mackenzie" Ed. Academic press, Londres (1970).
20. M.I.N. Zhang, T. Repo, J.H.M. Willison, S. Sutinen, European Biophysics journal **24**(1995) 99–106.
21. M.I.N. Zhang, J.H.M. Willison, Journal of Experimental Botany **42**(1991)1465–1475
22. Y.Billau, A.Kaiss, J.-L.Consalvi and B.Porterie, Int.J.Therm.Science, **50**, (2011) 2.
23. Y.baraa, K.Khelloufi, N.Zekri, EPJ Web Conférence, **44**(2013) 01002.
24. FAO (2008), http: //www.fao.prg/foresty/site/firemanagement/en/.
25. L.Trabaud, France Sélection, Février 1992
26. W.L. Fons, J.Agric.Res., **72**(1964) pp 93-121.

27. E.A. Catchpole and N.J.De Mestre, Aust. For., **49** N°.2 (1986) 102-111
28. R.O.Weber, Prog. Energy Combust.Sci., **17** (1991) pp. 67-82
29. W. Mell, M.A. Jenkins, J. Gould, P.Cheney, Int. J. Wildland Fire, **16** (2007) pp1-22
30. J.Margerit, O. Séro-Guillaume, in : 13ième Congrès de Mécanique, Poitiers, pp. 2305-238, (1997).
31. T.Beer, Boundary-Layer materology, **54** (1991) pp 287-308
32. R.C.Rothermel, General technical report **INT-143**, Ogden, Utah, USA (1983) 161.
33. G. Albinet, G. Serby, D. Stauffer, J.Phys. **47** n°1 (1987) pp1-7
34. J. Von Neumann et A. Burks ed., Theory of Self-Reproduction Automata, University of Illinois Press, 1966, p. 77
35. P.Kourtz, W.G. O'Regan, For. Sci., **17** No. 2, (1971) pp.163-169
36. M.E.J. Newman, I.Jensen and R.M. Ziff, Phys. Rev., **E65** (2002) 021904
37. Y.Billau Modélisation hybride stochastique déterministe des incendies de forêt (université de PROVENCE 2010).
38. F.Comellasa, M.Sampelsb; Physica **A 309** (2002) 231 – 235
39. D.J. Watts, *Small Worlds: The Dynamics of Networks between Order and Randomness*, Princeton University Press, Princeton, NJ, 1999.
40. D.J. Watts, S.H. Strogatz, Nature **393** (1998) 440–442
41. M. E. J. Newman, I. Jensen, R. M. Ziff , arXiv: cond-mat/0108542V1 2001
42. R. Albert and A.L. Barabasi Rev. Mod. Phys. **74** (2002)
43. A.-L. BarabFasi, R. Albert, Science **286** (1999) 509–512
44. R. Albert, H. Jeong, A.-L. Barabasi, Nature **406** (2000) 378–382
45. K.Khelloufi, Y.baraa, N.Zekri, Europ. Phys. Lett. **103** (2013) 26001
46. B. Porterie, A. Kaiss, J.P. Clerc, L. Zekri, and N. Zekri APL **93** (2008) 204101
47. N. Zekri, B. Porterie, J.P. Clerc, J.C. Loraud, Phys.Rev.**E.71** (2005) 046121
48. B. Porterie, N. Zekri, J.P. Clerc, J.C. Loraud, C.R. Physique, **6** (2005) pp 151-157
49. C. P. Warren, L. M. Sander, and I. M. Sokolov, ics arXiv: cond-mat/0106450 (2001)
50. L.M.Sander, C.P. Warren, I.M.Sokolov, C.Simon, J. Koopman Mathematical biosciences **180** (2002) 293-305
51. .K. Adou, Y. Billaud, D.A. Brou, J.-P. Clerc, J.-L. Consalvi, A. Fuentes, A. Kaiss, F. Nmira, B. Porterie, L. Zekri, N. Zekri Ecological Modelling **221** (2010) 1463–1471
52. D.Stauffer, A.Aharony, *"Introduction to percolation theory"*, 2nd edit. Taylor and Francis. London.(1994).
53. J.F.Gouyet, "physique et structures fractales", edit. Masson .paris (1992) (Ver. Anglaise *Springer* en 1996)

Chapitre III

Modélisation & Résultats

Ce chapitre décrit le déroulement de notre modélisation de feu dans un réseau de petit monde, en présentant les différents résultats obtenus. En outre, nous exposons les résultats obtenus dans l'application des modèles de la percolation dynamique dans la propagation du feu.

I. Introduction :

Le pourtour méditerranéen est encore trop souvent le théâtre de nombreux incendies qui voit des milliers d'hectares de notre patrimoine forestier et agricole partir en fumée. Les effets conjugués de la sècheresse et d'une faible teneur en eau des sols favorisent l'éclosion des incendies en période estivale. Les feux de forêt constituent une perturbation majeure sur l'écosystème naturel et humaine.

Depuis plus qu'une demi-décennie, plusieurs études ont été intéressés par la modélisation des incendies forestiers, ces travaux ont conduit à l'élaboration des différentes modèles de propagation [SAFIR, FIRECODE, SWN…] afin de minimiser les risques et améliorer les stratégies de lutte et de protection [01-05]. Notre modèle s'inscrit dans le cadre des modèles stochastiques de propagation [01,06], il reproduit bien certaines configurations d'incendie, avec un temps de simulation 10 à 100 fois plus rapides que le temps réel. Notre modèle prix en compte les intrinsèques du feu, l'hétérogénéité locales liée au vent local, la topographie, sans pénaliser très lourdement le temps de calcul. Les résultats obtenus par notre modèle ont été moyennés sur plus qu'une centaine de configuration qui est suffisant pour éviter l'effet de la taille fini [06] **i.e**. $|pc\ (L) - pc(\infty)|$ est très inferieur devant l'erreur sur pc(L)). La description globale du mécanisme de déroulement de notre modèle de simulation ainsi les résultats obtenus sont exposées dans la suite de ce chapitre.

II. Modèle Petit monde appliqué aux feux de forêts :

Notre modèle est une variante du modèle petit monde «*PM*» de Watts et Strogatz; construit à partir d'un réseau bidimensionnel de taille **L** divisé en cellules carré de taille égaux **a**. en s'inspirant d'hétérogénéité de recouvrement végétale des forêts, les cellules de notre réseau sont occupées par un combustible avec une probabilité p, et inoccupées (vide) par une probabilité q=1-p [06] (Fig. III.6).

La proportion des cellules combustibles est distribuée aléatoirement dans le réseau pour des raisons statistique, sinon selon des positions déterministes par l'utilisation des cartes végétales de forêt existant. Deux types d'interaction est définie entre les sites du réseau : déterministe et probabiliste.

II.1. ***Connexions déterministes :*** l'émission radiative d'une végétation au cours de leur dégradation thermique induit un ensemble de connexions déterministes entre la végétation enflammé et leurs proches voisins. Contrairement au modèle originale de Watts et Strogatz, L'ensemble des proches voisins définis une zone d'influence thermique autour du site en feu.

En effet, l'originalité de cette zone d'interaction due au fait que les rayonnements dégagés par la flamme présentent une certaine longueur caractéristique d'émission dans l'espace (lc) (Fig. III.1), cette dernière dépend des conditions locales météorologiques (vent, humidité relative), topographiques (rugosité et inclinaison de terrain) et de la végétation (teneur en eau, occupation spatiale, biomasse…).

Les longueurs caractéristiques de la zone d'impacte sont exprimées en unité arbitraire de longueur $\delta l = a$ (paramètre du réseau) (Fig. III.6), elles sont déduites à partir d'une étude du bilan radiative totale d'une flamme solide (cylindre) par la méthode de Monté Carlo [07]. L'étude est faite pour différentes conditions du vent et du terrain et pour différentes valeurs d'hauteur et de rayon de la flamme [08].

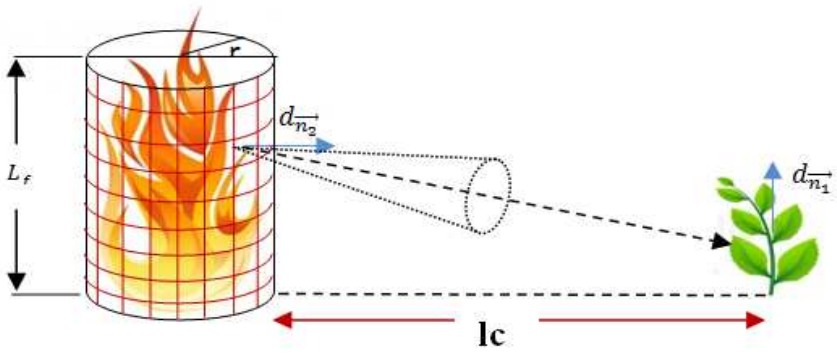

Fig. III.1 : Schéma caractéristique d'une connexion déterministe (émission radiatif)

Nous remarquons de la figure que la modélisation cylindrique néglige certaines éléments de la flamme, ainsi elle tient compte d'autres éléments non-émissives. Cela due à la négligence de la forme fractale de la flamme (Fig. III.2 (a)).

En fait, une flamme est un empilement des corps fractals (Fig. III.2 (b)) constitué des panneaux dans la direction d'irradiation et d'autres dans le sens opposé, cela induit un effet d'ombrage qui influe sur la valeur total du flux radiatif émis par la flamme [08].

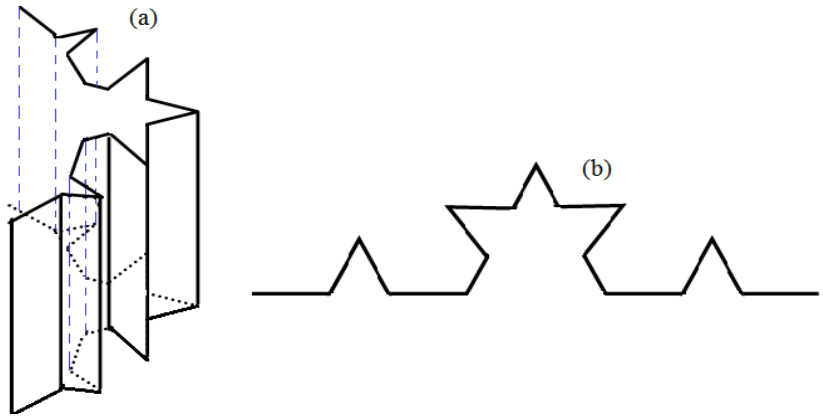

Fig. III.2 : Forme fractale de la flamme

Ce flux émis n'aura pas tous absorbé par la cellule réceptive, cela dépend principalement de leur emplacement et leur exposition aux rayonnements. En effet, la cellule végétale est de forme fractale aussi, la disposition et les dimensions de chaque élément de la végétation est différent (branches, feuillues, tronc…) ainsi leurs caractéristiques biologiques. Ces caractéristiques distinctes influent sur les limites du l'espace d'impact (lc) et sur le processus de la percolation, l'anticipation et le développement de cet effet sera intégré prochainement (Inchaa Allah) dans notre modélisation du feu.

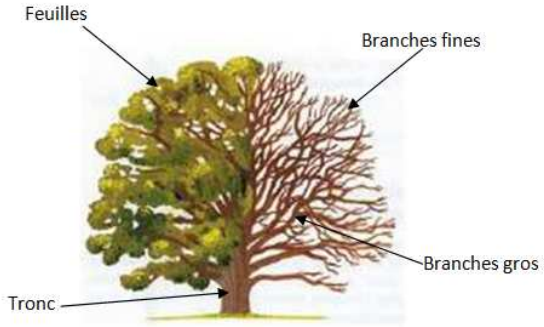

Fig. III.3 : Forme générale (réelle) d'un arbre de forêt

De plus, chaque cellule végétale prend un temps moyen avant qu'elle se rayonne, cet intervalle du temps dépend de la vitesse d'inflammation des feuilles et des branches fine de chaque cellule végétale, ainsi du processus de conduction qui sera dominant.

Ce temps de formation de la flamme précise le temps moyen de combustion (tc) de chaque espèce végétale, et par conséquent une meilleure caractérisation du réseau de forêt ce qui mène à une étude plus précieuse du phénomène de la propagation du feu. L'intégration de ce temps dans notre modèle de feu sera bientôt réalisée au niveau de notre laboratoire (LEPM) par l'utilisation du Cône calorimètre (Fig. III.4) :

Fig. III.4 : Appareil du feu (Cône calorimètre)

D'autre côté, un effet d'anisotropie apparaitre dans le réseau selon l'inclinaison de la flamme et/ou le terrain, ainsi selon l'apparition ou l'absence du vent, cet effet influe fortement sur la géométrie de la zone d'impact. Où elle est de forme circulaire ($lc=C^{te}$), dans le cas isotrope quand tous les facteurs influant sur le feu (topographie, vent, carburants) sont spatialement et temporellement constant. Ce qui est rare dans la nature [09-10].

En fait, le cas anisotrope c'est le cas le plus adéquate pour modéliser la propagation des feux de forêt. Dans ce cas; les conditions climatiques (vent et carburant) ainsi topographiques sont variables en direction et en intensité, ce qui rend la forme de la zone en feu elliptique [09-10].

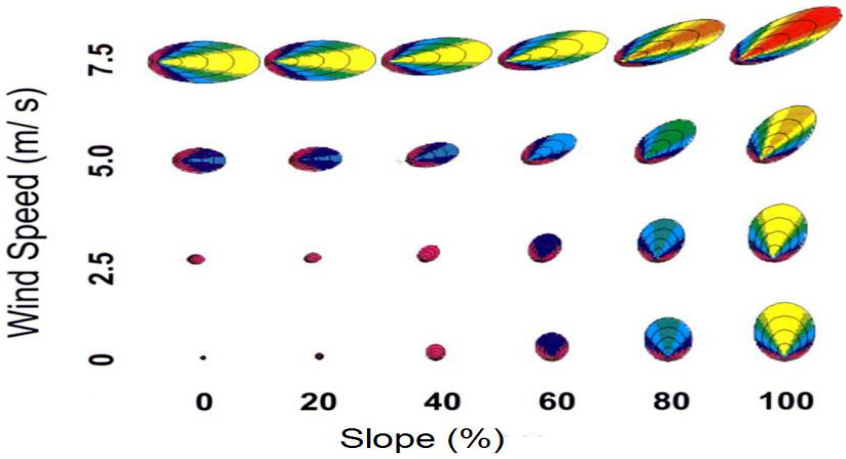

Fig. III.5 : Forme de la zone d'impacte sous l'action du vent et de l'inclinaison de terrain [09]

En réalité, ce domaine d'interaction a la forme de deux demi-ellipses joint, une à la direction principale de propagation (y), et l'autre dans le sens opposé [09]. Ces deux demi-ellipses définies des nouvelles longueurs caractéristiques de l'impact radiatif lx et ly avec un rapport d'anisotropie AR=lx/ly (fig. III.6).

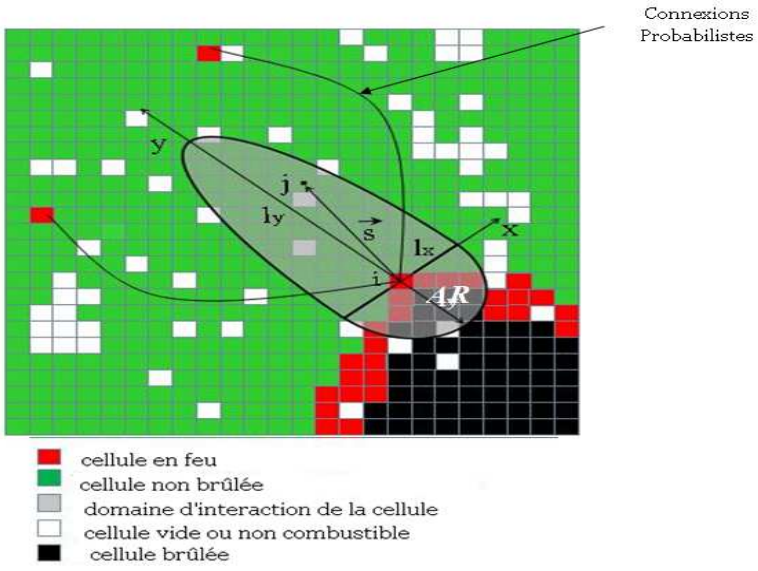

Fig. III.6 : Réseau de simulation « petit monde »

II.2. Connexions probabilistes :

Le processus d'émission des brandons où l'interaction longue distance probabiliste [06] se produit sous l'actions du vent et/ou pente et lorsque les broussailles et les arbres brûlent rapidement ont un haut panache de flamme (≈ 3m) [16].

Ces particules incandescentes où enflammées (par exemples : morceaux d'écore, aiguille de pin, brindilles feuilles et fragment de liège …) entrainent dans la zone de transfère par convection (Fig. III.7) [17], et peuvent donner lieu à certains feux secondaires « feu de palace » de 100éne de mettre ou 1Km loin du front du feu principale [*17*]; et qui sont les principales causes d'inflammation des maisons dans les zones d'interface des feux urbaine [16].

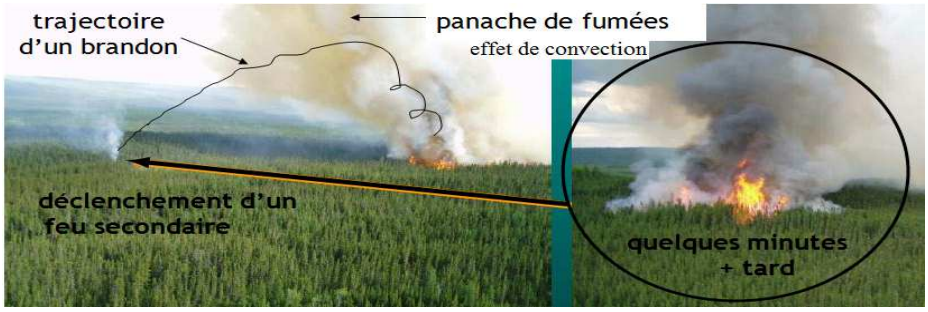

Fig. III.7 : L'effet d'émission des brandons

La capacité des brandons pour déclencher des nouveaux feux dépend essentiellement de leurs contenues énergétiques pour l'atterrissage, ainsi elle dépend de la vitesse du vent, du degré d'inclinaison de la pente, de l'humidité dans l'air, de la nature de végétations du point de départ et surtouts du caractéristiques du combustible réceptif telle que : le pourcentage de recouvrement, la nature de site « végétation, maison », degré de l'humidité et de la compacité de la végétation[16-17].

Le phénomène d'émission des brandons à d'importantes conséquences sur la stratégie de prévention et de lutte contre l'incendie (exp : feu Oakland/Berkeley Hills [18]), pour cella ce domaine a reçue une attention considérable des chercheurs scientifiques qui ont fait plusieurs études afin de déterminer les différent caractéristiques de ce phénomène sur la vitesse de la propagation du feu [16-17].

Parmi les travaux pionniers dans ce domaine, Tarifa et al [19-20] ont déterminé expérimentalement les taux de brûlage des sphères, des cylindres et des plaques de certaines types de bois. Les résultats obtenus ont été utilisées pour calculer l'état maximal possible de propagation du feu sur la base de la vitesse terminal de chute. Albini [21-22] a effectué des expériences pour déterminer la vitesse de combustion pour différents bois et différentes géométries et il a étendu les travaux de Tarifa pour un allumage en ligne. Or que Muraszew, Woycheese Pagni et Anthenien ont été étudié l'effet de la forme des brandons sur le processus de propagation du feu. Où; Muraszew et al. [23] ont déterminé le diamètre de régression pour un ensemble des brandons sphériques, cylindriques et plaques émis dans un feu tourbillon. Cette étude à été réalisé par une modélisation exponentiel de la perte de la masse, utilisant la loi de combustion de la masse de Tarifa, quoi que Woycheese Pagni et al [24-26] ont étudié le cas d'un panache vertical avec une forme de disque ou sphère pour les particules enflammés. Par contre Anthenien et al [27] ont utilisé un modèle de panache de flottabilité dominé où ils ont supposé que la vitesse horizontale est égale à la vitesse de vent traversé. Cette étude à l'objet de comparer les trajectoires des différents géométries des particules enflammées (sphériques, cylindriques, et disque). Ils ont constaté que les disques se propagent plus loin et ils ont la fraction la plus élevée de masse restant à l'atterrissage.

La modélisation de la forme des brandons et leurs caractéristiques d'atterrissage sont intéressantes mais ce qui est plus important dans la modélisation des feux de forêt est de déterminer la trajectoire de transport de ces particules enflammé au-delà de la zone d'impacte radiatif.

En 2007, B. Porterie et al [28] ont étudié les propriétés physiques de la propagation du feu dans un réseau petit monde sous l'effet des brandons. Cette étude est faite à base des résultats expérimentale [29] qui ont montré que la densité des brandons au sol décroit exponentiellement avec la distance parcourue (Eq. III.01). Ce qui donne lieu à une distance caractéristique d'émission D_0 dans le réseau.

$$\phi = \phi_0 e^{-D/D_0} \qquad (III.01)$$

Cette distribution exponentielle est observée aussi dans le réseau déterministe du feu [30], ainsi elle à été utilisé dans le modèle de prédiction du feu BEHAVE [31].

En plus de cette distribution exponentielle, notre modèle de feu permet à chaque cellule enflammé de généré un nombre moyen des brandons dépendant du temps ($N(t)$), et émis dans un domaine d'angle $\frac{\pi}{3}$ dans la direction de vent.

L'efficacité de ces brandons émis dépend de la taille du réseau ainsi des dimensions de la zone d'impacte radiatif (Fig. III.8), tel que :

$$N_{fb}(t) = cN_{bs}\left[1 - exp\left(-\frac{L - l_y}{D_0}\right)\right] \qquad (III.02)$$

Etant que, $c = \frac{1}{t_c}\int_0^{t_c} N(t)P_i(t)dt$ est la probabilité d'allumé un nouveau site lointain par émission des brandons [28].

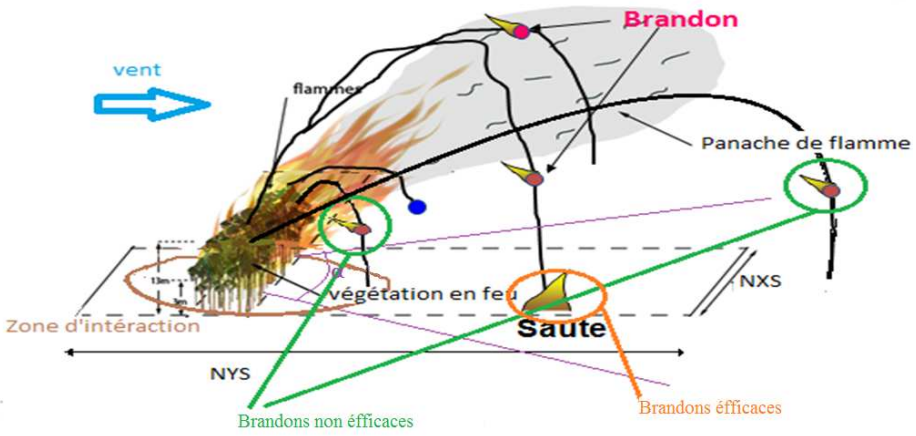

Fig. III.8 : Distribution des brandons dans le réseau

Ce nombre des brandons efficaces saturent pour des distances d'émission des brandons suffisamment petite que la taille du système, mais pour des distances d'émission grandes il se réduit en fonction du rapport (L/D_0) [28].

$$\begin{cases} D_0 \gg L & N_{fb}(t) = cN_{bs}(t)\dfrac{L}{D_0} \\ D_0 \ll L & N_{fb}(t) = cN_{bs}(t) \end{cases} \qquad (III.03)$$

D'autre côté, l'apparition de ces connexions longues distances influe sur la taille du grand amas ξ, et augmente la fraction de la masse brûlée dans le réseau (Fig. III.9).

$$\xi \propto |p - p_c^{PM}|^x \qquad (x = Re(x) > 0) \qquad (III.04)$$

En plus, ξ spécifie l'endroit de chute des brandons et leurs contributions à l'amas infinie tel que [28]:

- $\xi \ll D_0$, la probabilité de chuter un brandon dans des zones inactives sera élevé.
- $\xi \gg D_0$, le brandon sera chuté dans le plus grand amas, ce qui active le processus de percolation.

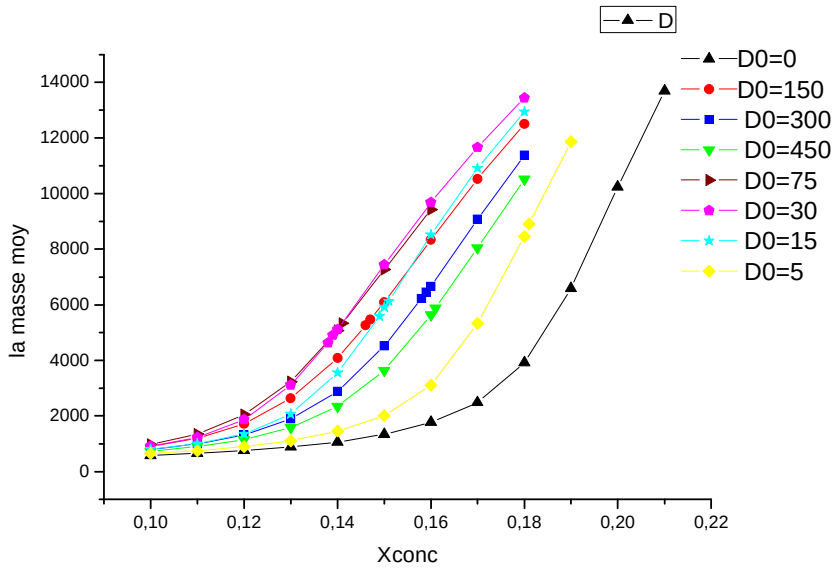

Fig. III.9 : La masse brûlée moyenne des cellules du réseau sous l'action d'émission des brandons

III. Résultats et discutions :

III.1. Connexion déterministe :

Le flux radiatif émis par chaque cellule végétale (i) dépend de la distance séparant ce site émissif du site réceptif (j). En se basant sur les travaux d'Anderson [09]; se flux radiatif est inversement proportionnelle au carré de la distance entre les sites connectés $\mathfrak{D}_{ij}$:

$$P_{ij} = \frac{P_0}{\left(\frac{x_i - x_j}{l_x}\right)^2 + \left(\frac{y_i - y_j}{l_y}\right)^2} = \frac{P_0}{\left(\frac{\Delta n_{x_{ij}}}{n_x}\right)^2 + \left(\frac{\Delta n_{y_{ij}}}{n_y}\right)^2} \qquad (III.05)$$

Etant que (x_i, y_i) et (x_j, y_j) sont les coordonnées de sites i et j respectivement, lx et ly sont le grand et petit axe des demi-ellipses, P0 est la puissance minimale reçues à la limite de la zone d'impact.

En 1984, K.S.MUDAN [11] à démontré que le facteur d'impact du flux émis par une cellule remplis par un liquide hydrocarbure en feu, n'est plus en 1/ 𝔇 **2, s'inspirant de ce principe et tenant comptes des effets de la convection Y. Billau et al [12], ont confirmé que le flux radiatif émis par une flamme cylindrique se comporte différemment selon la distance séparant la cellule émissif du celle réceptive (Fig. III.10).

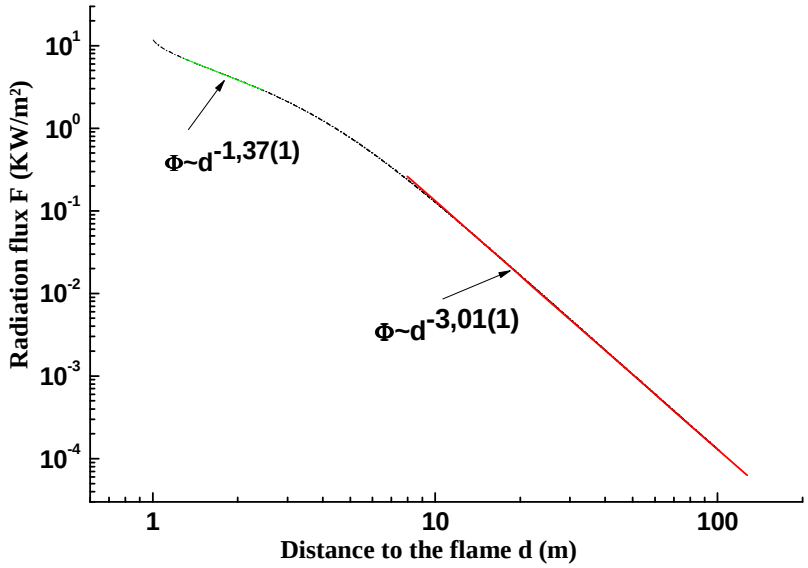

Fig. III.10 : Flux radiatif émis par une flamme cylindrique

Or que, Y.Baara [13] a démontré que cette décroissance en puissance suit une augmentation du flux due aux effets d'ombrage de la flamme (Fig. III.11). La distance critique l_{omb} correspondante au maximum du flux radiatif, dépend de la hauteur et le rayon de la flamme émissive. Si cette dernière est suffisamment haute et large, la longueur d'ombrage sera de l'ordre de la longueur d'impacte ($l_{omb} \sim l_c$); et la propagation du feu ne serai pas influencé par les effets d'ombrage (notre cas actuelle).

Le problème a lieu dans le cas où la longueur d'ombrage est inferieur de la longueur d'impacte ($l_{omb} \ll l_c$), dans ce cas là il faut tenir comptes de la structure fractale de la flamme ainsi il faut y'avoir un moyen de comptage des panneaux émissives et non-émissive.

Ce problème peut être résolu en utilisant un modèle de rayonnement fractale, où on modélise la flamme par un corps fractale (Contore) [13], et on calcule le flux totale émis dans différentes positions dans la zone d'impacte, ces travaux ont en cours de réalisation au niveau de notre laboratoire.

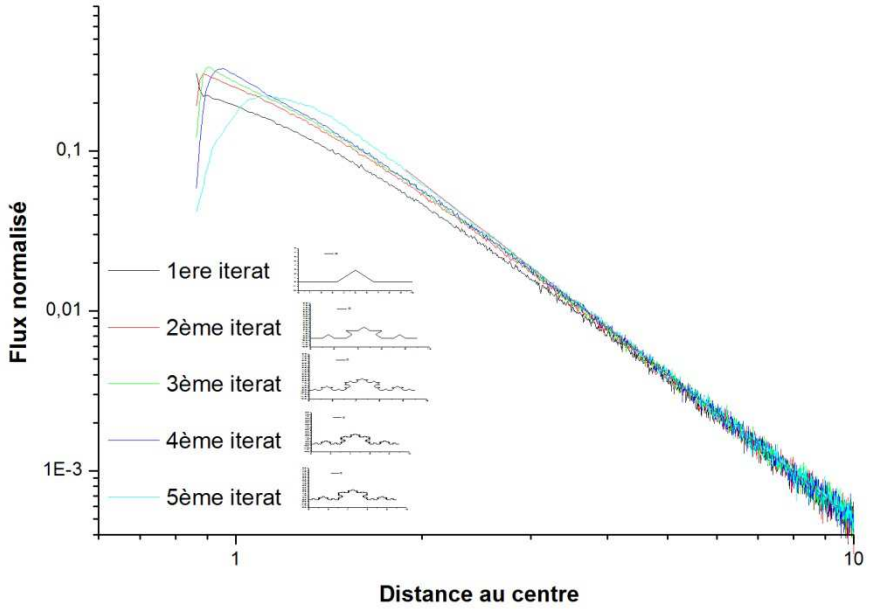

Fig. III.11 : Flux radiatif émis par une flamme « modélisation fractal »

Alors, on peut conclure que le flux radiatif se comporte toujours selon une loi en puissance avec la distance mais avec différent exposant appelé « exposant du rayonnement » β_r.

$$P_{ij} = \frac{P_0}{\left(\left(\frac{\Delta n_{x_{ij}}}{n_x}\right)^2 + \left(\frac{\Delta n_{y_{ij}}}{n_y}\right)^2\right)^{\frac{\beta_r}{2}}} \qquad (III.06)$$

En effet, pour un exposant $\beta_r = 2$, la flamme est considérée comme une petite sphère (point) qui rayonne comme ci c'est un pano radiant. Les sites situant proche de ce pano radiant (flamme) présente un exposant proche de 1 [46].

Lorsque la distance séparant la flamme et la cellule réceptive est asymptotiquement grands, l'exposant β_r attend sont maximum (3) [46].

III.1.A. Pondération et seuil de percolation :

La propagation d'un feu de forêt est basée sur le passage de l'information (énergie rayonné) d'une cellule vers l'autre. Ce passage est réalisé lorsqu'une cellule sainte reçoive suffisamment d'énergie pour s'enflammé (E_{ign}) pendant leur temps de combustion (t_c). En fait, ce temps de combustion fini induit un effet de pondération R_{ij} pour chaque cellule en feu (en dégradation thermique). Ce paramètre dépend du rapport de l'énergie d'allumage et du flux reçu pendant le temps de combustion, il caractérise le contour global de l'influence radiatif ainsi la contribution des cellules du réseau à la propagation à chaque étape du temps.

$$R_{ij} = \frac{E_{ign}}{P_{ij} t_c} = \frac{(t_{ign})_j}{t_c} \qquad (III.07)$$

Etant que : t_{ign} est le temps nécessaire pour qu'une cellule j s'enflamme.

Comme ce paramètre de pondération dépend de la distance parcourue par le feu $\mathfrak{D}_{ij}$ (contour du feu) à partir de l'origine (point d'allumage), il est commode de définir une valeur constante pour ce paramètre de pondération, cette valeur est définie pour les cellules situant à la frontière de la zone d'impact.

$$R = \frac{E_{ign}}{P_0 t_c} \qquad (III.08)$$

Récemment, Zekri & al [06] ont montré que le processus de pondération influe sur la dynamique de la propagation. En fait, 3 régimes de propagation ont été explorés : dynamique, statique et non-propagative (Fig. III.12), l'apparition du régime non-propagative ($R > R_c$) signifie qu'il existe un seuil dynamique critique R_c de la propagation, au-delà de cette valeur les cellules ne reçoivent pas suffisamment d'énergie pour s'enflammé ce qu'il arrête la propagation du feu. Cette valeur critique dépend du taux de contributions des cellules du réseau à la propagation, cette contribution influe sur la géométrie du front de feu où elle est fortement unidimensionnelle (p_c=1) pour une zone d'influence anisotrope ($n_y \neq n_x$) (Fig. III.12). En plus, cette unidimensionnalité se conserve pour un exposant du rayonnement $\beta_r \geq 2$ où la contribution des cellules du réseau est pratiquement individuelle. Ceci définie la valeur suivant de seuil dynamique [06]:

$$R_c \propto n_y^{\beta_r} \qquad (III.09)$$

Cependant, dans le cas isotrope (n_x=n_y / pc=0.59 [14]), ou dans le cas d'un exposant de rayonnement $\beta_r < 2$ (Fig. III.12), quelques paramètres de la propagation influent considérablement sur la valeur du seuil dynamique R_c [06]:

$$R_c = n_y^{\beta_r} \left(1 + 2 \sum_{k=1}^{n_{eff}} \frac{1}{\left(k^2 \frac{n_y^2}{n_x^2} + 1 \right)^{\beta_r/2}} \right) \qquad (III.10)$$

Ce changement de géométrie du front (2D), revient au fait qu'il existe un nombre considérable des cellules contribuant à la propagation dans la direction x (effet de corrélation), ce nombre est définie comme [06]:

$$n_{eff} = n_x \sqrt{1 - \frac{1}{n_y^2}} \qquad (III.11)$$

Dans ce cas là, chacune des cellules situant dans la zone d'impact accumule une énergie $E_j(t)$ dépend principalement de la pondération pour chaque étape de temps [06]:

$$E_j(t) = R \int_0^t \sum_{i=1}^{n} \frac{P_0}{R_{ij}} H\left[t_c + t_{ign}(i) - t'\right] H\left[t' - t_{ign}(i)\right] f_{sc}(i,j) dt' \qquad (III.12)$$

Etant que, H est la fonction de Heaviside, $t_{ign}(i)$ le temps d'allumage de la cellule i (temps de mis en feu), f_{sc} fonction d'écrantage; toutes cellules situant entre i et j, empêche l'influence du i sur j.

D'autre part, le nombre des cellules brûlées peut être déduit selon [06]:

$$N_b = \sum_{j=1}^{N} \delta\left(E_j(t) - E_{ign}\right) \quad (N: sites\ du\ réseau) \qquad (III.13)$$

A $R = R_c$, la propagation est limité au plus proche voisin; les cellules voisines ne peuvent s'enflammés que au moment de l'extinction de la cellule émissive. Ceci correspond à l'égalité entre le temps d'allumage et le temps de combustion (t_{ign}=t_c), ainsi l'apparition du régime statique [06].

En dessous du seuil dynamique ($R < R_c$), le régime dynamique est apparue, ce régime est caractérisé par une saturation pour des petites valeurs du paramètre de pondération ($R \leq 1$), dans ce domaine tous les cellules situées dans un domaine d'interaction d'une cellule allumé i seront enflammées, ainsi le nombre des sites brûlées sera indépendant de la pondération. Au-delà de ce domaine, seulement une partie du domaine d'interaction (1/R) sera enflammées par la cellule allumé i, ce qui réduit la zone d'interaction en une zone effective [06].

Dans le régime dynamique, Le comportement du seuil de percolation de notre réseau de forêt (réseau carré 300*300) pour n'importe qu'elle valeur de l'exposant du rayonnement (Eq. III.06) semble universelle avec le paramètre de la pondération R, ce comportement universelle suit une loi en puissance avec un exposant $\vartheta \approx 0.5$ en tenant comptes des barre d'erreur (Fig. III.12).

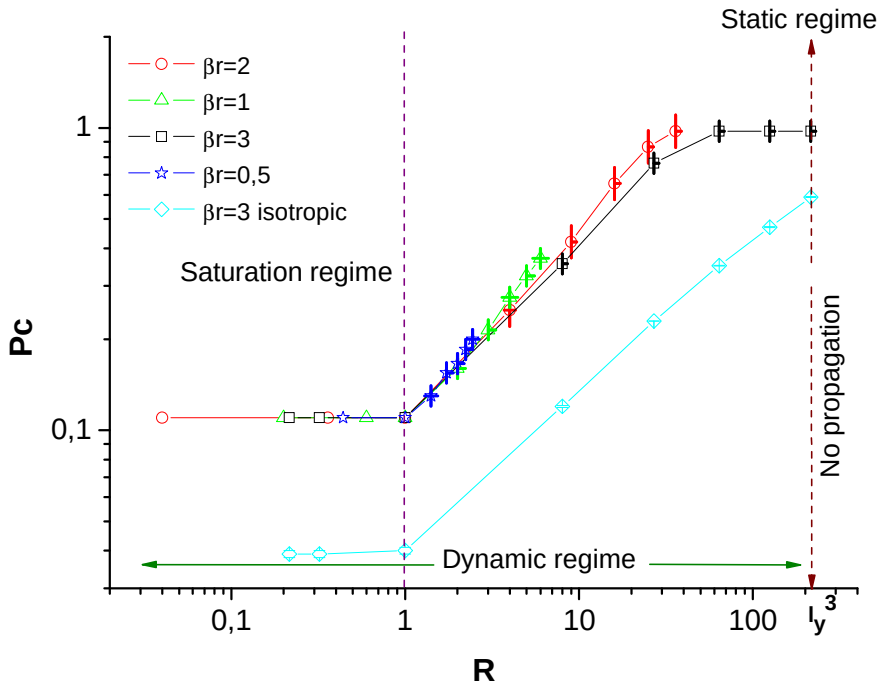

Fig. III.12 : Comportement du seuil de percolation par rapport au paramètre de pondération pour différent valeurs de l'exposant du rayonnement β_r

III.1.B. La vitesse de propagation :

III.1.B.a. Analogie magnétique :

La vitesse de propagation est une des quantités essentielles caractérisant la dynamique de la propagation des feux de forêt, cette quantité est fonction de seuil de percolation p_c, elle est nulle en dessous de p_c en raison de l'absence d'amas infinie. Au-delà de p_c, la vitesse de propagation est finie et elle croit considérablement avec la concentration du combustible [01].

$$\begin{cases} v = 0 & p < p_c \\ v \propto |p - p_c|^x & p \geq p_c \end{cases} \qquad (III.14)$$

Ce comportement brusque à la transition de phase est analogue à ce d'aimantation dans les systèmes magnétiques, ce qui permet de définir la vitesse de propagation comme un paramètre d'ordre dans le réseau de feu de forêt.

En outre, la vitesse de propagation donne lieu à une nouvelle transition de phase P_{cg} plus que la transition de percolation p_c (ligne solide Fig III. 13). Cette transition se produit pour R> 1, elle sépare la région de chauffage de celle de non-chauffage (ligne pointillée Fig III. 13).

De plus, cette transition est analogue à la transition de gélification des verres de spin [54]. Où près de cette transition, le basculement de spin devient très lent de telle sorte que la magnétisation disparaît après un temps infini. Le même comportement se produit dans notre modèle, où les cellules combustibles dans le domaine d'interaction ne peuvent pas être allumées après t_c. En fait, si t_c tend vers l'infini, les cellules combustibles prennent un temps infini à être enflammés se qui signifie que pour des densités de combustible inférieures au seuil de transition de gélification p_{cg}, il n'y a pas de cellules combustibles à chauffer.

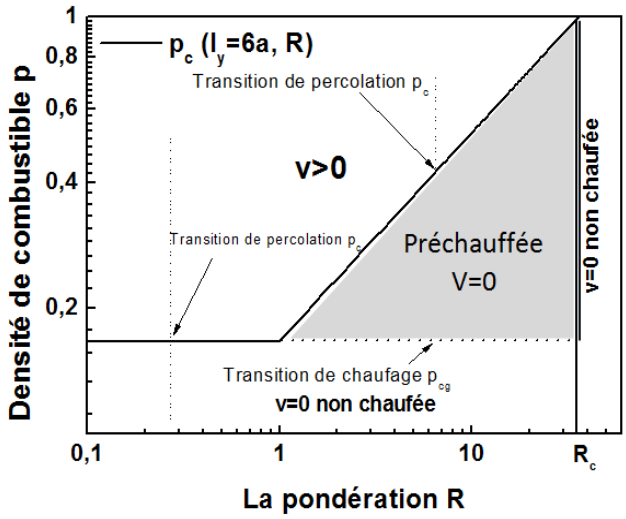

Fig. III.13 : Espace de phase p=f(R) pour β_r, l_x=2, l_y=6, la ligne solide montre la transition propagation/non propagation, la ligne pointillée montre la transition chauffage/préchauffage ou gélation

En effet, dans le modèle d'Ising [48], le comportement critique de l'aimantation M avec le champ magnétique appliqué $\vec{h}$ suit une loi en puissance définissant l'exposant critique delta δ.

$$M(T_c, h \to 0) \propto |h|^{\frac{1}{\delta}} \qquad (III.15)$$

Ce champ est appliqué sur une zone finie des spins plus proches voisins. Cependant, dans le réseau de feu de forêt le champ analogue au champ magnétique dépasse les sites plus proches vers des sites suffisamment lointains.

En fait, le modèle de percolation le plus adéquat d'être analogue au modèle d'Ising est le modèle de *percolation anisotrope de lien*, ce dernier est caractérisé par un paramètre de contrôle p_d, qui est responsable de l'activité de la propagation dans l'une des directions de l'espace (haut/bas).

$$\begin{cases} P_{\uparrow} = p\ \wp_d \\ P_{\downarrow} = p(1 - \wp_d) \\ P_{\uparrow} + P_{\downarrow} = p \end{cases} \qquad (III.16)$$

étant que $\boldsymbol{p}$ *: la concentration de combustible*

Ce paramètre de contrôle favorise une probabilité de connexions des liens par rapport à l'autre si sa valeur est différente de ½. Cette valeur critique $\wp_d = 1/2$ correspond au cas d'une percolation isotrope, qui apparue dans notre modèle (*PM*) dans le cas d'absence du vent et d'inclinaison du terrain [01, 06, 28].

Alors, on peut conclure que dans un réseau de feu de forêt le vent v_{vent} ou l'inclinaison du terrain (θ) joue le rôle du champ magnétique dans le modèle d'Ising. Cette analogie magnétique permet d'écrire cette relation critique lorsque le vent ou la pente sont suffisamment faibles.

$$v(p_c, V \to 0) \propto |V|^{\frac{1}{\delta}} \qquad (V = v_{vent}\ ou\ V = \theta) \qquad (III.17)$$

En effet, la dépendance de la vitesse de la propagation du feu et la vitesse du vent peut être déduite en mesurant l'excentricité du domaine d'interaction elliptique l_y/l_x (l_y cas où $l_x = 1$).

En 2005, Koo et al [49] ont démontré que l'inclinaison d'une flamme solide est proportionnelle à la vitesse de propagation du vent appliqué.

$$\theta = tan^{-1}\left[\frac{1.4\ v_{vent}}{\sqrt{g L_f}}\right] \qquad (III.18)$$

étant que : $\begin{cases} \boldsymbol{L_f} : la\ Hauteur\ de\ la\ flamme \\ \boldsymbol{g} : la\ constante\ de\ gravité \end{cases}$

Récemment, Y.Baara et al [08] ont montré que la vitesse du vent (ou l'inclinaison du terrain) est proportionnelle à l_y à la limite des faibles angles d'inclinaison de la flamme.

$$v_{vent} \propto l_y \qquad (III.19)$$

D'autre côté et comme il est mentionné précédemment, la vitesse de propagation est fonction du seuil de percolation, ce seuil correspond statistiquement à l'existence d'au moins d'un site voisin au borne de la zone d'impact (i.e. $l_y = a$). Cette cellule reçoit un flux radiatif P_0 fini qui croit avec l_y pour l'ensemble des sites voisins situées dans la direction de propagation comme :

$$P_{ij} \propto P_0 \left(\frac{l_y}{a}\right)^{\beta_r} \qquad (III.20)$$

Donc, on peut récrire l'équation critique (Eq. III.17) de la vitesse comme [51]:

$$v(p_c) \propto (l_y/a)^{\frac{1}{\delta}} \qquad (III.21)$$

En se limitant aux contributions individuelles des cellules à la propagation du feu, chacune des cellules voisines sera allumé après un temps $\delta t = E_{ign}/P_0 \left(\frac{l_y}{a}\right)^{\beta_r}$, donc la vitesse de propagation sera [51]:

$$v(p_c) = \frac{a}{\delta t} = \frac{a^{1-\beta_r} \times {l_y}^{\beta r}}{R t_c} => \ (\delta = \frac{1}{\beta_r}) \qquad (III.22)$$

Par analogie entre les équations (21et 22), l'exposant universel du paramètre d'ordre δ se comporte comme $1/\beta_r$ (Eq. III.22).

Il est indépendant de la symétrie du réseau et de détail microscopique du système tel que la pondération *R* (voir Tab. III.1).

Symétrie du réseau	***Pondération $R=E_{ign}/P_0 t_c$***	***Exposant δ***
Carrée	0.25	0.46 (3)
	0.5	0.47 (3)
	1	0.46 (7)
	4	0.54 (2)
Triangulaire	0.25	0.48 (1)
	0.5	0.51 (4)
	1	0.51 (1)
	4	0.46 (6)

Tab. III.1 : Valeurs de l'exposant $\boldsymbol{\delta}$ pour différents symétries du réseau et différents paramètres de pondération pour (β_r=2).

Considérons maintenant les effets collectives des cellules du réseau, cette contribution est fonction du paramètre de pondération et du temps de combustion, elle modifie considérablement la valeur de la vitesse de propagation tel que [06]:

$$v = \frac{a n_y^2}{R t_c} \sum_{m=1}^{n_y} \left(\frac{1}{m^2} + 2 \sum_{n=1}^{n_x \sqrt{1-\frac{m^2}{n_y^2}}} \frac{1}{n^2 \frac{n_y^2}{n_x^2} + m^2} \right) \qquad (III.23)$$

Cette décroissance de la vitesse en fonction du paramètre R (Eq. III.23) correspond à une augmentation du temps d'attente avant l'inflammation. En effet, pour une cellule situant à la frontière de la zone d'impact, le temps d'attente est maximum ($\tau_{max} = Rt_c$) ce qui correspond à une vitesse minimale ($v_{min} \approx \frac{a}{Rt_c}$), alors que pour les cellules proches au front du feu le temps d'attente est minimal ($\tau_{max} \approx \frac{Rt_c}{n_y^2}$) et la valeur de la vitesse est légèrement grande que $\frac{an_y^2}{Rt_c}$ (Tab. III.2).

À la limite dynamique ($R = R_c$), l'effet de la pondération se disparaitre et la propagation devient statique ce qui conduit à un temps d'attente égale au temps de combustion de la végétation ($\tau = t_c$) (Tab. III.2) [06].

Régime	*Dynamique*		*Statique*	*Non-propagative*
	$0 \leq R \leq 1$	$1 \leq R \leq R_c$	$R = R_c$	$R > R_c$
$\boldsymbol{\tau_{min}}$	t_c/n_y^2	$R\,t_c/n_y^2$	t_c	∞
$\boldsymbol{\tau(d)}$	$t_c d^2/n_y^2$	$R\,t_c d^2/n_y^2$	t_c	∞
$\boldsymbol{\tau_{max}}$	t_c	Rt_c	t_c	∞

Tab. III.2 : Valeurs du temps d'attente pendant les régimes de percolation

Cette dépendance entre le paramètre de pondération et la vitesse de propagation permet de définir *R* comme étant un autre champ externe analogue à $\vec{h}$ qui influe sur le paramètre d'ordre de réseau par un exposant $\delta = -1$ et avec une constante de proportionnalité égale à $1/t_c$ (Fig. III.14) [51].

$$v(p_c, R \ll R_c) \propto R^{1/\delta} \qquad (III.24)$$

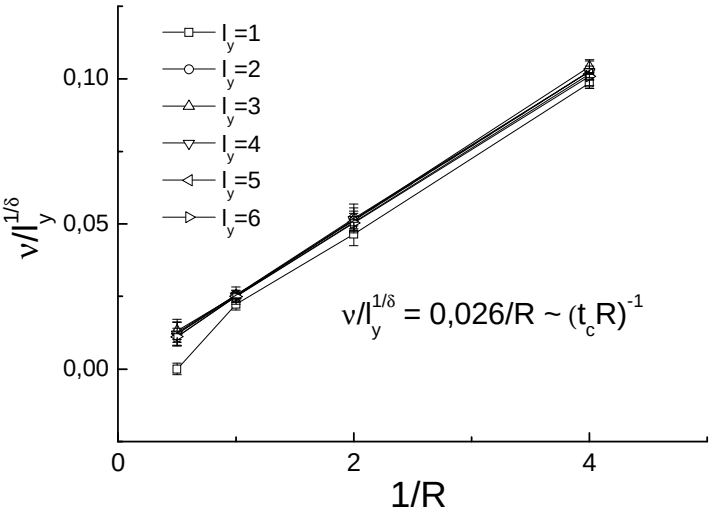

Fig. III.14 : Vitesse de propagation normalisé à p_c (ν / l_y^2) en fonction de 1/R pour différent valeurs de l_y (β_r=2).

Contrairement au modèle d'Ising, l'universalité de l'exposant δ est brisée par les interactions locales présentées dans le réseau. En effet, cet exposant dépend de l'exposant du rayonnement β_r (Eq : III.06) et de la contribution des cellules à la propagation; les effets collectives apparue pour β_r<2 conduit à une déviation dans les valeurs de δ par rapport à la courbe $\delta=1/\beta_r$.

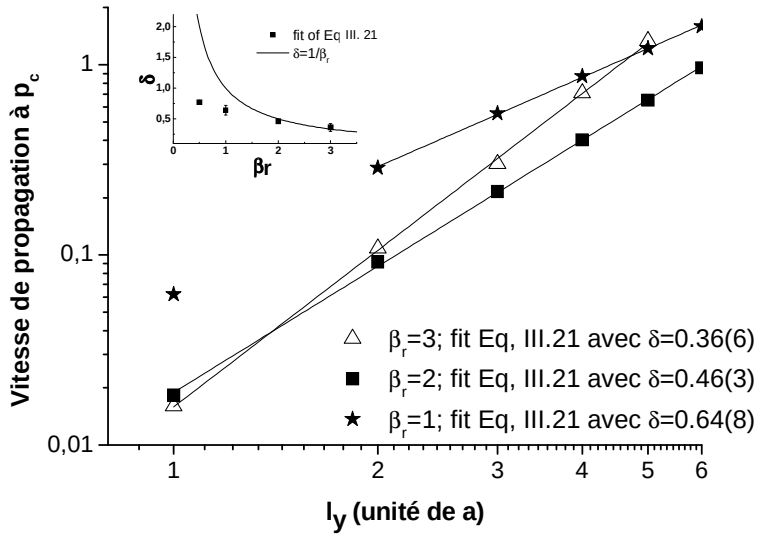

Fig. III.15 : Vitesse de propagation en fonction de l_y pour différents valeurs de l'exposant β_r, l'insert montre δ en fonctions de β_r avec la courbe $\delta=1/\beta_r$

III.1.B.b. Aspect critique :

A la transition de phase, toutes grandeurs physiques caractérisant la transition montre un comportement universel en puissance avec le seuil critique de cette transition continue. Dans notre modèle, la vitesse de propagation est l'une de ces grandeurs :

$$v = (p - p_c)^x \qquad (III.25)$$

Cet exposant critique *x* n'est pas élucidé dans la littérature. Cependant, Grassberger en 1991 lui a attribué une valeur universelle égale à 0.17 [15].

En 2013, Khelloufi et al [51] ont confirmé le comportement critique en puissance de la vitesse (Eq : III.25) pour l_y=6 (Fig. III. 16a), ils ont trouvé que l'exposant de la vitesse *x* est indépendant de la symétrie du réseau et des détails microscopiques du système dans le régime de saturation ($R \leq 1$) tandis que dans le régime dynamique ($1 \leq R \leq R_c$), il décroît avec R par un exposant -0.3 (Fig. III.16b).

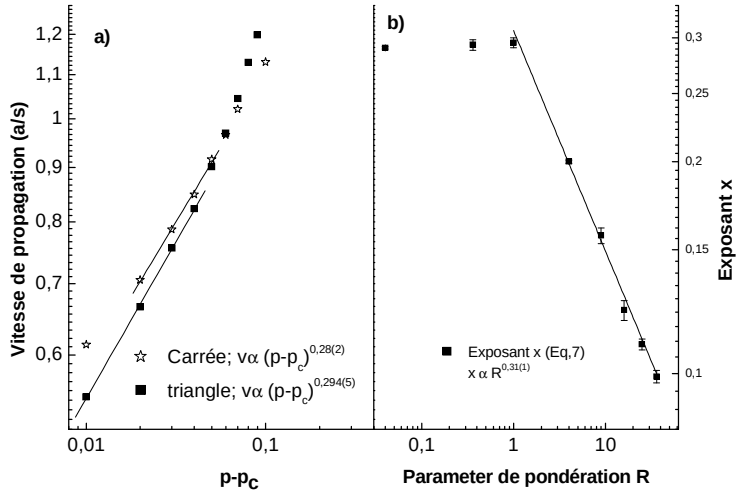

Fig. III.16 : a) Vitesse de propagation en fonction p-p_c pour R=0.36, β_r=2, l_x=2 and l_y=6. Réseau carrée (étoile), triangulaire (carrée). b) l'exposant *x* en fonction du paramètre de pondération R pour β_r=2, l_x=2 and l_y=6.

En outre, cet exposant a été trouvé indépendant des dimensions de la zone d'impacte l_y (Fig. III.17), cela revient à la définition du seuil de percolation, car on peut toujours trouver une cellule proche à la cellule enflammée, située aux bornes de leur domaine d'interaction.

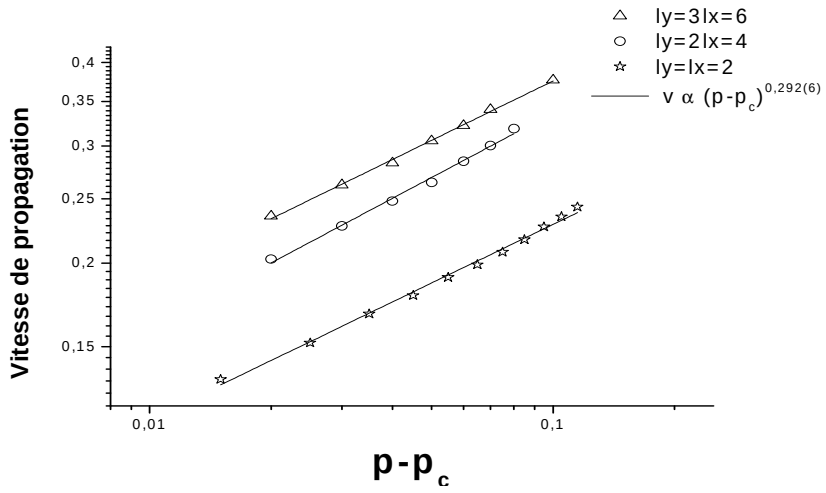

Fig. III.17 : Vitesse de propagation en fonction p-p_c pour différent géométrie de la zone d'impact (l_y=2, 4 et 6) R=1, β_r=2.

Néanmoins, cet exposant dynamique est relié aux exposants critiques caractérisant la transition de phase percolant/ non-percolant hors d'équilibre. En fait, la vitesse de propagation n'est que l'inverse de la longueur de corrélation temporelle $\zeta_{\parallel}$ [57]:

$$v = \frac{1}{\partial \zeta_{\parallel}} \qquad (III.26)$$

En fait, et d'après les travaux de Henkel [57], la croissance de la vitesse de propagation signifie l'existence des nouveaux amas fini qui seront relier entre eux rapidement forment une interface pendant un temps finie, ceci induit une valeur finie de vitesse qui varie comme :.

$$v \sim {\zeta_{\parallel}}^{-1} \sim |p - p_c|^{\nu_{\parallel}} \qquad (III.27)$$

Puisque la vitesse de propagation diverge avec p_c comme :

$$v = |p - p_c|^{x} \qquad (III.28)$$

En identifiant les équations (III.27) et (III.28), on aura :

$$x = \nu_{\parallel} \qquad (III.29)$$

Cette égalité analytique est bien confirmée par notre simulation pour différentes paramètres de pondération (voir tableau III.3)

Pondération R	$\nu_{\parallel}$	x **(III.28)**
0.004	0.28(2)	0.29(1)
0.36	0.27(2)	0.28(2)
1	0.32(2)	0.29(1)
4	0.19(1)	0.200(1)
9	0.16(1)	0.157(4)
16	0.122(2)	0.123(4)
25	0.107(2)	0.110(2)
36	0.10(1)	0.099(2)

Tab. III.3 : Comparaison de l'exposant critique de la vitesse de propagation avec les exposants dynamiques

Exposant critique :

Un feu de forêt est une manifestation qui évolue en temps et en surface; ces deux grandeurs physiques présentent une divergence à la transition de phase « percolant/ non-percolant ». Cette divergence avec le rapport de la concentration du combustible et celle critique ($|p - pc$) définie un ensemble des exposants critiques qui se comportent indépendamment du paramètre de la pondération R (Fig. III.18).

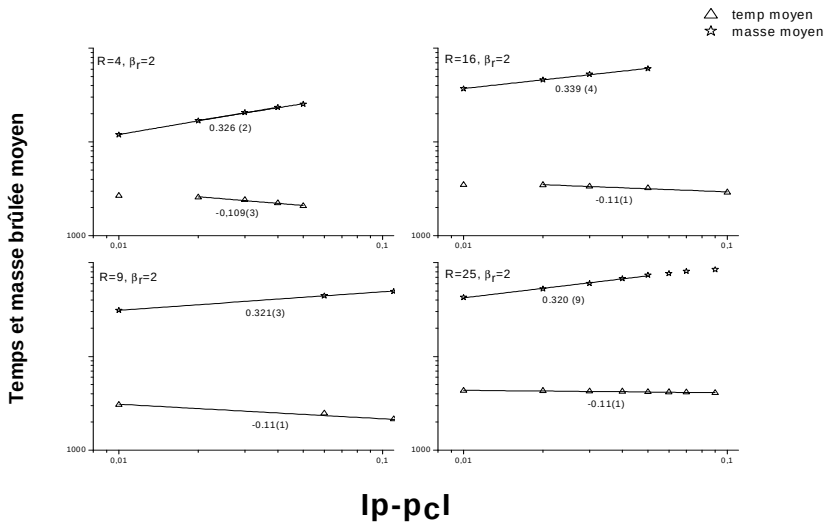

Fig. III.18 : Le comportement critique du temps et masse moyen par rapport au « $p - p_c$ »

Le temps moyen de la propagation est le temps nécessaire pour former le premier amas reliant les deux bornes du système :

$$\langle t \rangle \propto |p - p_c|^{\in} \qquad (III.30)$$

La masse moyenne brûlée donne des informations sur l'ensemble des cellules contribuant à l'amas infini :

$$\langle m \rangle \propto |p - p_c|^{\gamma} \qquad (III.31)$$

Ces exposants critiques changent en fonction du type d'interaction appliqué dans le réseau (exposant du rayonnement β_r) selon une loi en puissance:

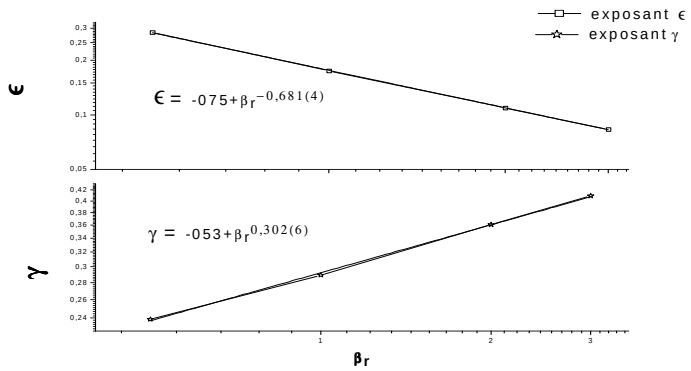

Fig. III.19 : L'évolutions des exposants critiques du temps et masse moyenne brûlée par rapport à l'exposant du rayonnement

Au dessous de p_c, pour un système de taille L plus petit que la longueur de corrélation ξ, la masse moyenne brûlée varie en puissance avec la taille du réseau :

$$\langle m \rangle \propto L^{D_f} \qquad (III.32)$$

Etant donner que D_f la dimension fractale de la masse du plus grand amas, qui dépend de la concentration p du combustible.

En plus, cette dimension fractale tend vers le rapport $\left({}^{-\gamma}/_{\upsilon}\right)$ lorsque p atteint p_c dans un réseau infini ($N \to \infty$):

$$\langle m \rangle \propto L^{-\gamma/\upsilon} \qquad (III.33)$$

L'ensemble de ces exposants est universel quelque soit le type du réseau appliqué (régulier/petit monde) cela signifie que la propagation du front du feu permet d'avoir une transition de phase du second ordre.

lx	ly	réseau	p_c	γ	D_f	V
3	3	carré	0.225	2.26 ($\pm$ 0.02)	1.88($\pm$ 0.05)	1.24($\pm$ 0.05)
		triangulaire	0.178	2.19($\pm$ 0.04)	1.63($\pm$ 0.04)	1.25($\pm$ 0.06)
		amorphe	0.200	2.09 ($\pm$ 0.04)	1.67($\pm$ 0.04)	1.25($\pm$ 0.06)
2	5	carré	0.225	2.06 ($\pm$ 0.05)	1.26($\pm$ 0.03)	1.63($\pm$ 0.08)
		triangulaire	0.195	2.17 ($\pm$ 0.04)	1.34($\pm$ 0.03)	1.63($\pm$ 0.07)
		amorphe	0.210	1.84 ($\pm$ 0.03)	1.12($\pm$ 0.02)	1.64($\pm$ 0.06)

Tab. III.4 : Seuil de propagation et exposants critiques de la propagation de feu pour différentes symétries et différents paramètres d'impacts [01]

III.2. Connexions probabiliste :

Les connexions probabilistes activent la percolation à cause des feux secondaires qui ont le temps de se développer avant d'être rattrapés par le front primaire. (Fig. III.20) [32],

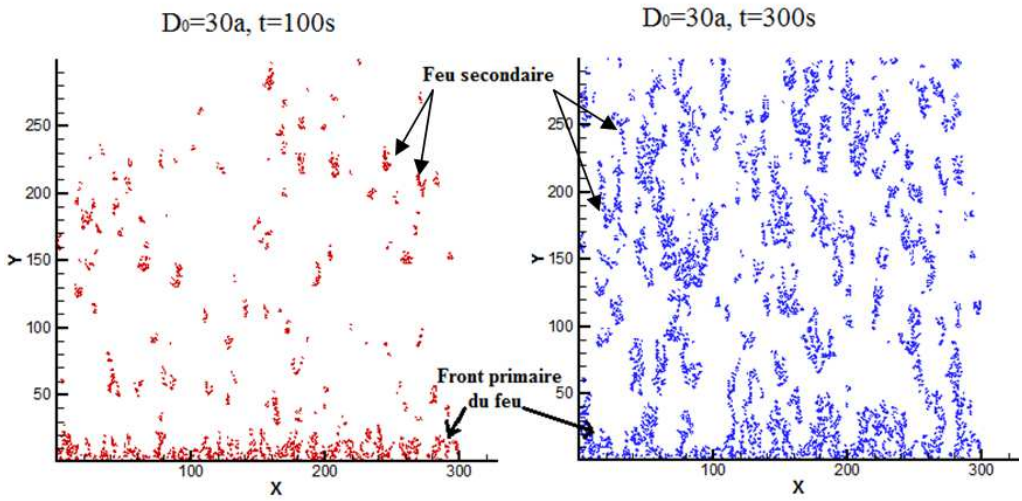

Fig. III.20 : Simulation de la propagation d'un front de feu avec l'émission des

Ces feux secondaires incrémentent le nombre des cellules contribuant à la propagation du feu (sites enflammées) (Fig. III. 21 (a)), et décalent le contour du feu vers des positions antécédentes (Fig. III.21 (b)).

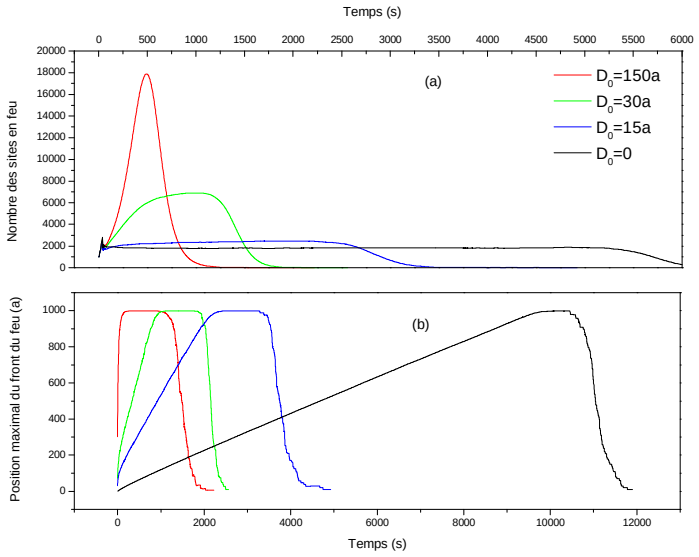

Fig. III.21 : Le comportement de la position et du nombre des sites en feu dans le cas d'émission des brandons

III.2.A. Comparaison des Seuils :

Selon la vitesse du vent caractérisé dans notre modèle par la distance caractéristique d'émission D_0, le seuil de percolation p_c^{PM} présente un minimum (Fig. III.22) due à la taille fini du réseau (dans notre cas $(p_c^{PM})_{min}=p_c^{PM}(D_0 = 30a)$. Ce minimum disparaitre lorsque la taille du réseau sera infini ($L\rightarrow\infty$).

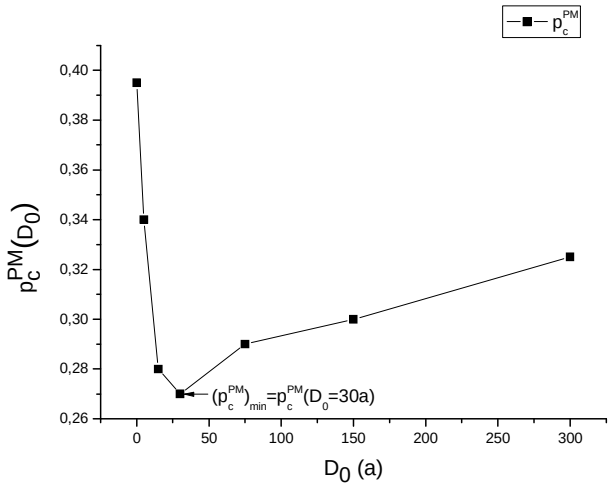

Fig. III.22 : Le comportement du seuil de percolation par rapport aux différentes valeurs de la distance caractéristique d'émission.

Ces valeurs du seuil de percolations pour n'importe qu'elle distance caractéristique d'émission seront influencés par plusieurs grandeurs physiques tel que la pondération, la taille du réseau, les dimensions de la zone d'impacte radiatif et la probabilité d'émission des brandons par site

III.2.B. Effet de la pondération :

Le changement d'énergie d'allumage pendant un temps de combustion constant (t_c) induit un effet de pondération *R* dans le réseau, cet effet change la valeur du seuil de percolation mais il conserve l'allure de pc en fonction de la distance caractéristique d'émission D_0 (Fig. III.23).

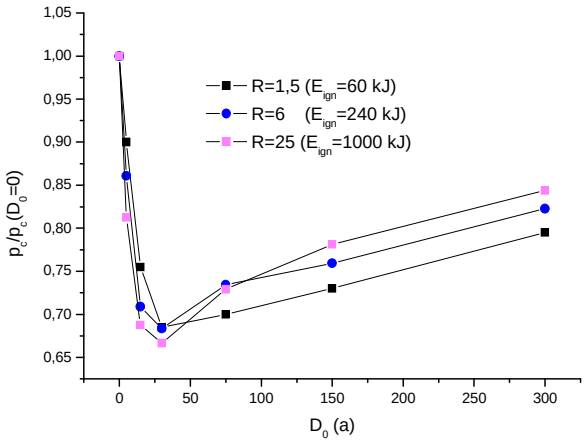

Fig. III.23 : La variation de la courbe du seuil de percolation par rapport aux paramètres de pondération.

De plus, le paramètre de pondération donne des informations sur la dynamique de la percolation et la structure de la propagation où on remarque de la figure III.24 qu'à voisinage du R_c $(= 25)$ pc s'approche de l'unité (presque égale à 1) ce qui signifie que la propagation est quasiment unidimensionnelle, par contre pour des pondérations inférieur à R_c $(R \ll Rc)$,la propagation est sur un support fractal de dimension *1.26(3)* [01].ceci permet d'estimer l'exposant critique de la longueur de corrélation ν pour les systèmes non-euclidiennes. La valeur de cet exposant $\nu = 1.7$ est en bon accords avec la valeur extrapolée du la courbe $\nu(d)$ pour les systèmes euclidiennes [01, 14]. Elle est également indépendante de la symétrie du réseau et des dimensions de la zone d'impact [01].

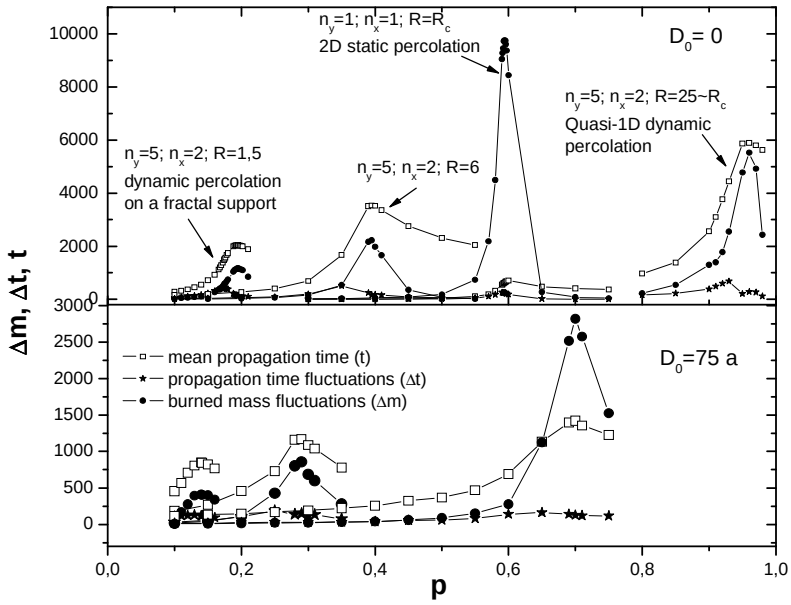

Fig. III.24 : L'évolution du seuil de percolation pondant les régimes de propagation

Nous remarquons aussi que le seuil de percolation du réseau isotrope est en bon accord avec la littérature (0,59) [14]], c'est le régime statique.

III.2.C. Effet de taille (d'échelle) :

L'étude d'échelle est une méthode d'analyse statistique, permet de mesurer la force de dépendance de deux variables du réseau sans tenir compte des détails de couplage de ces derniers. L'effet d'échelle sur la courbe de seuil de percolation montre un décalage du minimum de la courbe dans les tailles supérieures à 300 (Fig. III.25).

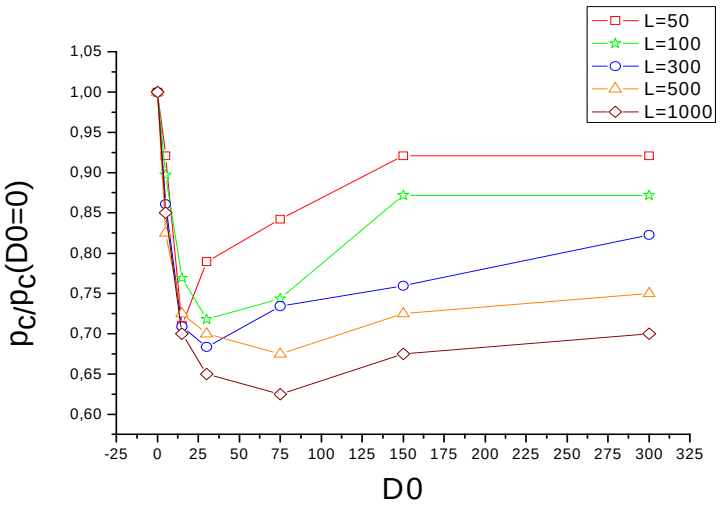

Fig. III.25 : Effet de la taille sur la courbe du seuil de percolation

Ce qui intéressant de décrire dans cette étude c'est l'évolution de la valeur maximale des fluctuations du temps et de la masse brûlée. Deux comportements ont été observés en fonction de la taille du réseau, linéaire (Fig. III. 26 (a)) et en puissance (Fig. III. 26 (b)).

Le premier comportement caractérise la vitesse de la propagation à la transition de phase :

$$\delta t = v_{p_c} L + b \qquad (III.34)$$

Or que le second, caractérise la longueur de corrélation à la transition de phase et déduit la valeur de l'exposant critique ν:

$$\delta m = k * L^{\nu} \qquad (III.35)$$

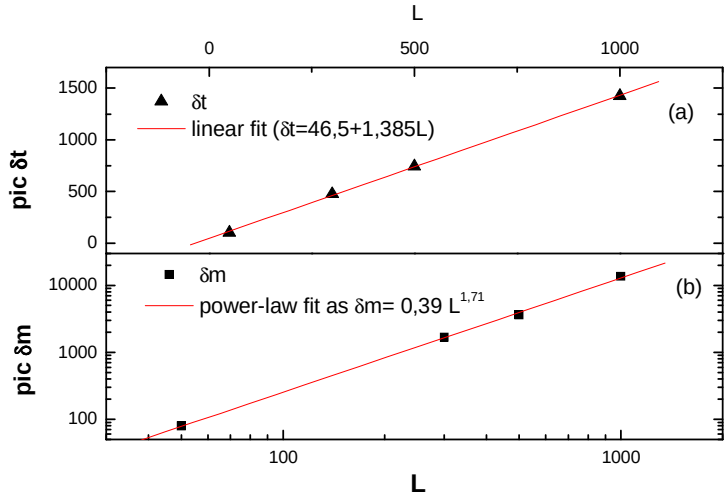

Fig. III.26 : Effet de la taille sur les fluctuations du temps et masse brûlée pour $D_0 = 5m, l_y = 5\ et\ l_x = 2$

Ces grandeurs caractéristiques de la transition de phase percolant /non-percolant, change en fonction des distances caractéristiques d'émission définies dans le réseau (Tab. III.5)

D0	Percolation Dirigée		Percolation normale	
	Vitesse de propagation v_{p_c}	$\delta t(L=0)$ b	L'exposant critique ν	Facteur de proportionnalité k
0 m	1.819	45.532	1.73	0.38
5 m	1.385	46.50	1.71	0.39
15 m	0.677	62.27	1.55	0.44
30 m	0.358	71.19	1.47	0.49
75 m	0.134	115.94	1.38	0.59
150 m	0.115	120.73	1.36	0.66
300 m	0.009	217.62	1.34	0.73

Tab. III.5 : Vitesse de propagation et exposant de corrélation pour différent valeur de distance caractéristique d'émission

III.2.D. Effet du rayonnement :

Selon la nature de la flamme et leurs dimensions (hauteur et largeur), et selon la topographie du terrain et la vitesse du vent; la longueur d'impact crois (où diminue), ceci influe sur le nombre des brandons efficaces émis dans le réseau, et par conséquent sur la valeur du seuil de percolation (voir Fig. III.27) :

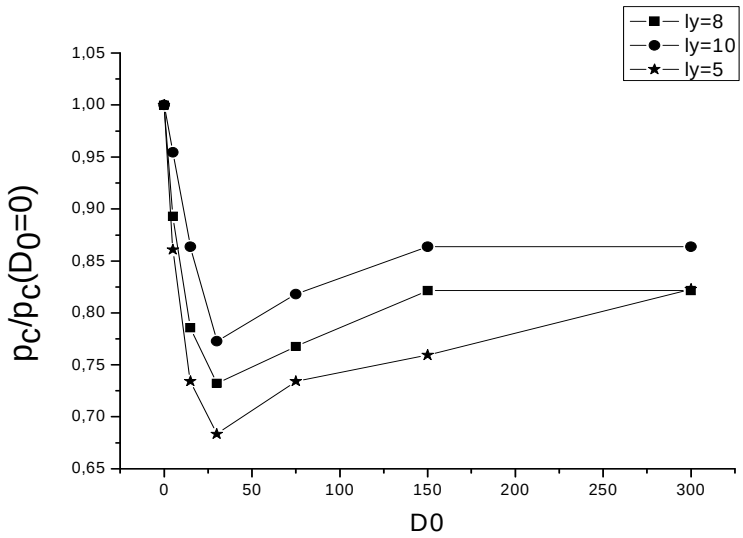

Fig. III.27 : Effet de la longueur d'impacte l_y sur le seuil de percolation

Donc, on peut conclure que l'augmentation des paramètres d'impacts ralentisse le processus de la propagation du feu lorsqu'il ya émission des brandons.

III.2.E. Effet de probabilité d'émission des brandons :

L'espèce végétale à la capacité de générer plus qu'un brandon au cours de leur combustion, ceci est introduit dans notre modèle par une probabilité locale d'émission des brandons. Cette probabilité permet à chaque cellule en feu de générer un nombre différents des particules enflammées pendant leurs temps de combustion, l'effet de cette dernière sur le processus de percolation est illustré dans la figure suivante (Fig. III.28 (a)) :

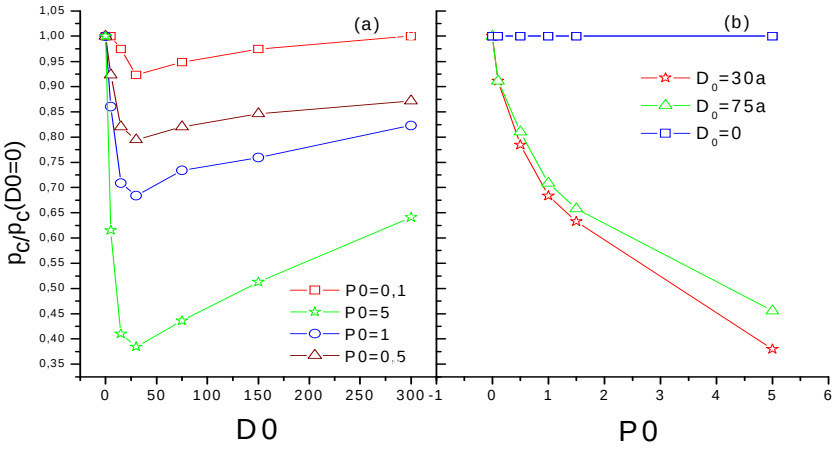

Fig. III.28 : Effet de la probabilité d'émission des brandons, a) p_c par rapport à D_0, b) p_c par rapport à P_0

Il est clair que l'augmentation de la valeur de cette probabilité active le processus de la propagation du feu (diminue la valeur du seuil de percolation) (Fig. III.28 (b)), cette activation est due au nombre élevé des feux secondaires construits au cours de la propagation. L'ensemble de ces feux secondaires se chevauchent rapidement les uns avec les autres formant un autre front primaire du feu, ce qui rend la mission des combattants de feu difficile à réalisé sans avoir des dégâts matérialismes et surtouts humaines.

III.2.F. Validation empirique :

Historiquement, les connexions longues distances probabilistes ont été modélisés par un réseau petit monde (SWN) [33], ayant les propriétés principales d'un réseau sociale où la notions d'amas est défini comme un groupe de sites actifs interconnectés. Ce réseau est en origine un réseau régulier contient k voisins plus un nombre ϕ de connexions longues distances introduites aléatoirement entre tous les sites du réseau. La percolation correspond à l'apparition d'un grand amas qui se comporte en puissance avec le rapport $|p - p_c^{PM}|$, la dépendance de ce seuil p_c^{PM} en k et en ϕ pour un système unidimensionnelle satisfait l'équation suivante [34-35] :

$$\phi = \frac{(1 - p_c^{PM})^{k/2}}{p_c^{PM}} \qquad (III.36)$$

En 2001, Warren et al [36] ont étudié la percolation des épidémies dans un réseau spatiale de percolation de lien, où ils ont introduit une large variation de la susceptibilité afin d'analysé l'effet du désordre sur ce type de percolation, les résultats obtenus été qualitativement différents de celle des modèles standards des épidémiologies, mais correspond à des effets réels. Ce conflit mène Sander et al [37] ont étudie le même phénomène mais par un modèle du réseau petit monde, Sander a reproduit les mêmes résultats obtenue dans 2001, mais il a pus l'expliqué on introduisant une équation empirique d'un réseau petit monde bidimensionnelle.

$$4K\phi = \frac{\left(P_c^{rr} - P_c^{pm}\right)^{\gamma}}{P_c^{pm}} \qquad (III.37)$$

Etant que : p_c^{rr} et p_c^{PM} Sont respectivement le seuil de percolation du réseau régulier et du réseau petit monde.

K et γ étant la constante de proportionnalité et l'exposant critique de la masse infectée déterminer par la loi universelle [36-37]: $\langle m \rangle = K|P - P_c|^{-\gamma}$

Notre seuil de percolation petit monde obtenue par la simulation est tout à fait en accord avec la formule empirique de Sander (Fig. III.29), avec une distribution de connexions longues distances ϕ dépendantes de la taille du système et des paramètres de la zone d'impact.

$$\phi = \int_{l_y}^{L} \frac{e^{-D/D0}}{D_0}\, dD = e^{-ly/D_0} - e^{-L/D_0} \qquad (III.38)$$

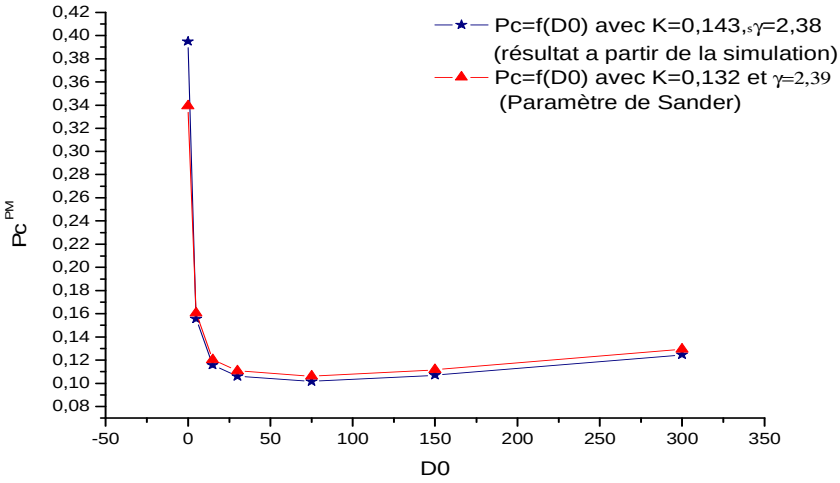

Fig. III.29 : Comparaison des paramètres de percolation numérique (étoile) et empirique (triangle) par l'utilisation de la loi empirique de Sander et la distribution exponentiel de la probabilité d'émission des brandons

III.3. Front de feu :

L'hors d'une incendie, les cellules du réseau de forêt se distribuent dans différentes zone fractales (Fig. III.29) : saintes, séchées (dégradées thermiquement), brûlée et en feu. Chacune de ces zones est d'utilité différentes tel que la surface brûlées qu'on utilise dans la détermination de la dimension fractale et de type de fractalité de la propagation (fractal/multi fractal) [13], la zone sèche est pour étudier le processus de combustibilité et mécanisme d'inflammation. En fin la zone en feu qui est l'objet de cette partie, nous nous utilisons cette dernière dans l'étude de la dynamique de la propagation du feu [06, 38].

En fait, La croissance de cette interface du feu est totalement rugueuse et désordonnée (Fig. III.30) elle dépend du plusieurs facteurs physiques y compris le temps de propagation et la taille du réseau. L'étude de cette croissance fractal mène à définir un ensemble des exposants critiques (à la transition de phase) caractérisant la dynamique de la propagation et déduisant la classe d'universalité convenable à cette transition [06,38-39].

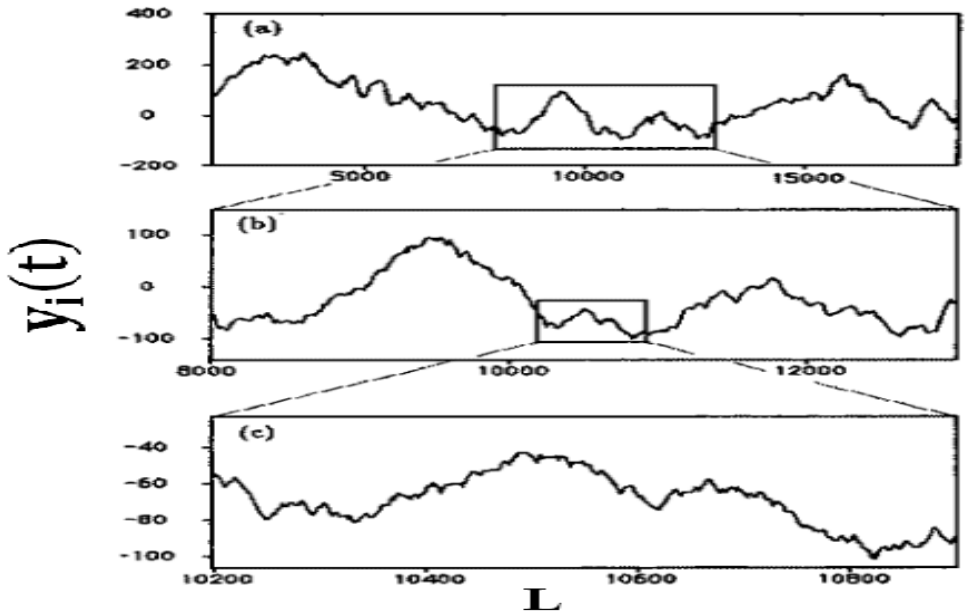

Fig. III.30 : Schéma caractéristique d'une interface feu (forme rugueuse et fractal)

L'étude théorique de la morphologie et de la dynamique de cette croissance minimise le nombre des facteurs influant sur cette surface en introduisant un ensemble des lois basiques simples décrivant la réalité microscopique de la croissance **i.e** : introduisant un modèle simple teint en comptes des facteurs les plus influencés et passe les moins.

Ce modèle considère que chaque cellule active (combustible) est choisie aléatoirement au dessus de la surface en feu, ainsi que la croissance doit suivre une trajectoire verticale vers l'autre coté du réseau [39-40] où elle s'arrête par un site non active (Fig. III.31). Ceci induit une décohérence dans la hauteur d'interface du feu pendant le temps de propagation, alors on peut définir une hauteur moyen $\breve{y}(t)$ afin de qualifie notre interface tel qu'il est expliqué dans l'équation suivante :

$$\breve{y}(t) = \frac{1}{L}\sum_{i=1}^{L} y_i(t) \qquad (III.39)$$

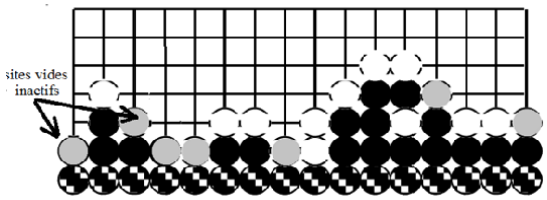

Fig. III.31 : Mécanisme de croissance d'un front de feu [40]

En raison de surveiller qualitativement le processus de rugosité de l'interface du feu, nous sommes besoin de déduire la largeur où l'épaisseur $W(t,L)$ de cette dernière pendant tous les étapes du temps de la propagation en basant sur l'équation suivante [39-40]:

$$W(t,L) = \langle \left[\frac{1}{L}\sum_{i=1}^{L}[y_i(t) - \breve{y}(t)]^2\right]^{1/2} \rangle = \langle \left[\frac{1}{L}\sum_{i=1}^{L} y_i^2(t) - \left(\frac{1}{L}\sum_{i=1}^{L} y_i(t)\right)^2\right]^{1/2} \rangle \qquad (III.40)$$

Etant que : $\langle ... \rangle$ la moyenne sur les échantillons statistiques (100 éch), L : la taille latérale du réseau et $y_i(t)$: la position maximale que le feu atteint.

Nous définissons au début que la croissance démarre d'une ligne horizontal (allumage de feu en ligne), ce qui signifie une épaisseur du front $W(t,L)$ nulle pour la première étape de temps ($t = 0$), et qui crois graduellement avec le temps sous une structure rugueuse [39-40]. Cette croissance du largeur $W(t,L)$ se comporte initialement selon une augmentation en puissance avec le temps t (Fig. III.32).

$$W(t \ll \tau, L) \propto t^{\beta} \qquad (III.41)$$

Cet exposant β « exposant de la croissance », caractérise la dynamique de la croissance de la surface en feu avec le temps, cette augmentation ne continue pas indéfiniment, elle aura une transition à une certaine valeur critique du temps appeler temps de corrélation (τ) (Fig. III.32). Au dessus du temps de corrélation, la largeur de la zone en feu se sature jusqu'à la fin de la propagation (Fig. III.32) [39]:

$$W(t \gg \tau, L) \sim W_{Sat}(L) \qquad (III.42)$$

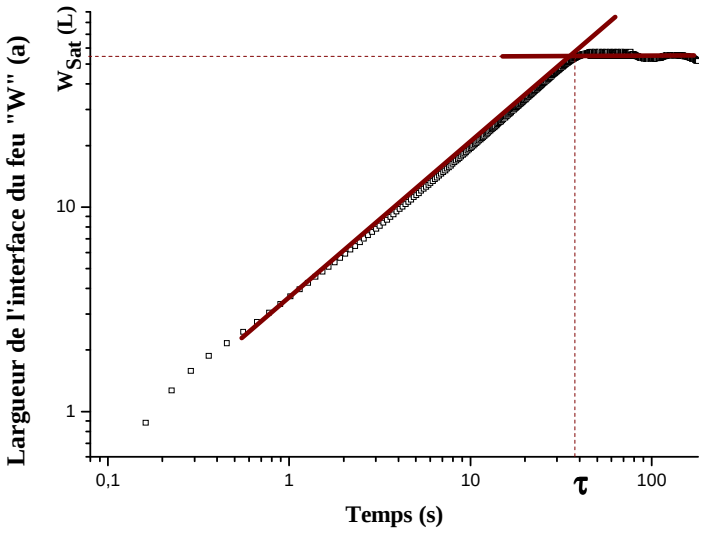

Fig. III.32 : Le comportement temporel du largueur du front de feu

Selon l'augmentation de la taille du système, Cette valeur de saturation $W_{Sat}(L)$ croie en puissance définissant l'exposant de la rugosité α (Hurst exponent):

$$W_{Sat}(L) \propto L^{\alpha} \qquad (III.43)$$

Cet exposant caractérise la rugosité de l'interface feu, de même manière le temps de corrélation τ croit aussi en puissance avec un exposant z appelez l'exposant dynamique :

$$\tau \propto L^{z} \qquad (III.44)$$

Cet exposant dynamique peut être déduit d'une manière différente surtout dans le cas quand on ne peut pas atteindre la saturation (système fini); le carré de la distance moyenne de la propagation d_i à partir de l'origine (utilisation d'un allumage ponctuelle) varie en puissance avec t comme :

$$\Re^2 = \frac{1}{N(t)} \langle \sum_i d_i^2(t) \rangle \propto t^z \qquad (III.45)$$

Étant que: N(t)est le nombre des sites brûlée au temps t, $z = 2/Z$ qui est l'exposant dynamique.

L'ensemble de ces exposants α, β et z ne sont pas indépendant, elles sont relié entre eux par l'équation suivante [40]:

$$z = \frac{\alpha}{\beta} \qquad (III.46)$$

Cette équation est déduite à partir d'une étude d'échelle du rapport $W(t,L)/W_{Sat}(L)$, ceci varie proportionnellement avec le rapport t/τ qui est équivalant à t/L^z :

$$\frac{W(t,L)}{W_{Sat}(L)} \sim f\left(\frac{t}{\tau}\right) \sim f\left(\frac{t}{L^z}\right) \qquad (III.47)$$

De cette équivalence et l'équation (40) on peut récrire la formule du largueur $W(t,L)$, selon :

$$W(t,L) \sim L^{\alpha} f\left(\frac{t}{L^z}\right) \qquad (III.48)$$

A condition que [40, 41]:

$$\begin{cases} f\left(\frac{t}{\tau}\right) = \left(\frac{t}{\tau}\right)^{\beta} \; lorsque \; \left(\frac{t}{\tau}\right) \ll 1 \\ f\left(\frac{t}{\tau}\right) = C^{te} \; lorsque \; \left(\frac{t}{\tau}\right) \to \infty \end{cases} \qquad (III.49)$$

Cette famille d'exposant est connue sous le nom : Family–Vicsek scaling ansatz [42]. Les valeurs de ces exposants dépendent des détails microscopiques du système tel que : le type d'interaction déterministe où probabiliste ainsi du paramètre de pondération définie dans le réseau [38, 46].

III.3.A. Dynamique de propagation sous l'interaction déterministe :

Selon les travaux expérimentales de Zhang et al [43] sur l'inflammation du papier, l'exposant de la rugosité de propagation est trouvé égale à 0.71 ($\alpha = 0.71$). Plus tard, Provatas et al [44] ont montré que la valeur de cette exposant de la rugosité est de 0.5 ($\alpha = 0.5$) dans le cas d'un modèle de propagation des flammes dans les milieux hétérogènes continues. En plus ils ont pus déterminer la valeur de l'exposant de la croissance β (β =1/3). Ces exposants de rugosité et de croissance ont été trouvés compatibles avec la classe Kardar-Parisi-Zhang universalité (KPZ) [45].

Cette contradiction entre l'expérience et la modélisation est due à la distribution corrélée des fibres du papier qui n'est plus présent dans la nature de la flamme. Cependant, la propagation dans des milieux continus ne prend pas en compte ni les interactions à longue distance, ni le processus de pondération du feu. Ceci forme l'objective de cette partie de notre étude.

Nous considérons un réseau aléatoire de forêt, où chacune des cellules combustibles reçoivent une puissance de rayonnement inversement proportionnelle à la distance séparant la cellule émissive de celle réceptive (Eq. III.06 avec $\beta_r = 2$) et avec un paramètre de pondération différent ($0.2 \leq R \leq R_C$). La dépendance temporelle du largeur du front $W(t, L)$ montre deux comportements différents en loi de puissance au-dessous et au-delà du temps de combustion t_c comme le montre la figure (Fig. III.33) [46]:

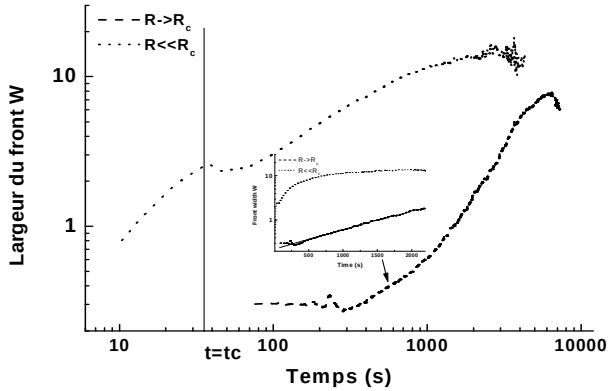

Fig. III.33 : Le comportement de la largeur du front de feu par rapport le temps pour différent paramètres de pondération R=1 et $R=R_c$

Ce comportement $W(t < t_c, L)$ est aperçue pour des paramètres de pondération loin du R_c ($R \ll R_C$), il est essentiellement due aux effets collectives de la première ligne d'allumage avant extinctions. Dans ce régime collectif, l'exposant de croissance ($\beta(t < t_c)$) est indépendant du paramètre de pondération R, Il ne dépend que de l'exposant interaction (β_r dans éq. III.06).

Cet effet collectif de la première ligne disparait plus que R s'approche de $R_c (R \to R_C)$, car dans ce dernier cas seulement la première ligne enflammé sera brûlée pendant $t_c$et la largeur du front s'évanouit $W(t < t_c, L) \to 0$.

Donc on peut dire qu'il y a une forte augmentation des cellules contribuant au feu (Fig. III.34 (bas)) (cellules enflammées) dans cette phase collective ($t < t_c$), ce qui est inexistant dans l'allumage ponctuelle ou proche de R_c(Fig. III.34 (haut)).

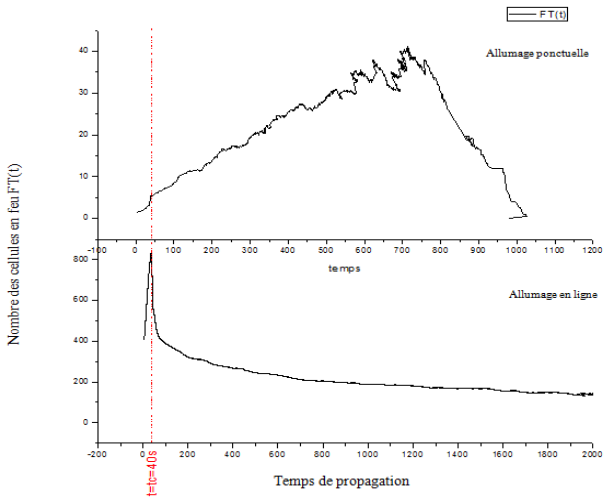

Fig. III.34 : Evolution du nombre des sites contribuant au feu dans le cas d'allumage en ligne (bas) et allumage point (haut)

Dans la phase individuelle ($t > t_c$), une saturation de la largeur de front de feu s'apparaitre même à R_C ($R \leq R_C$). En outre, dans cette phase les exposant de Viseck ainsi la largeur de saturation dépend du paramètre de pondération R, et par conséquent la dynamique de propagation s'appartiens à différentes classes d'universalité.

L'ensemble de ces exposants α, β et z ainsi les classes d'universalités correspondantes sont mentionné dans le tableau suivant :

R	β	α	z	Classes d'universalité
0.04	0.697(3)	0.304(3)	0.44(1)	Edwards Wilkinson deepening
0.36	0.691(2)	0.29(1)	0.42(2)	
1	0.683(5)	0.28(1)	0.41(2)	
4	0.649(2)	0.46(2)	0.70(2)	Inconue
9	0.532(1)	0.45(1)	0.84(2)	Inconue
16	0.53(2)	0.49(1)	0.91(2)	Inconue
25	0.50(2)	0.49(1)	0.98(2)	Inconue
36	1.52(2)	0.48(2)	0.32(2)*	Inconue

* calculer à partir du rayon moyen de la propagation (éq. 43).

Tab. III.6 : Exposant dynamique du front de feu sous dans le cas des connexions déterministes [46]

D'autre côté, prés du seuil dynamique R_C, la propagation du feu sous une interaction radiatif anisotrope ($l_x \ll l_y$) devient fortement unidimensionnelle, et le front de feu qui est initialement linéaire, sera discrétisé par l'hétérogénéité du système, et devient composé que de quelques cellules isolées brûlées avant que la propagation s'arrête (Fig. III.35) [46].

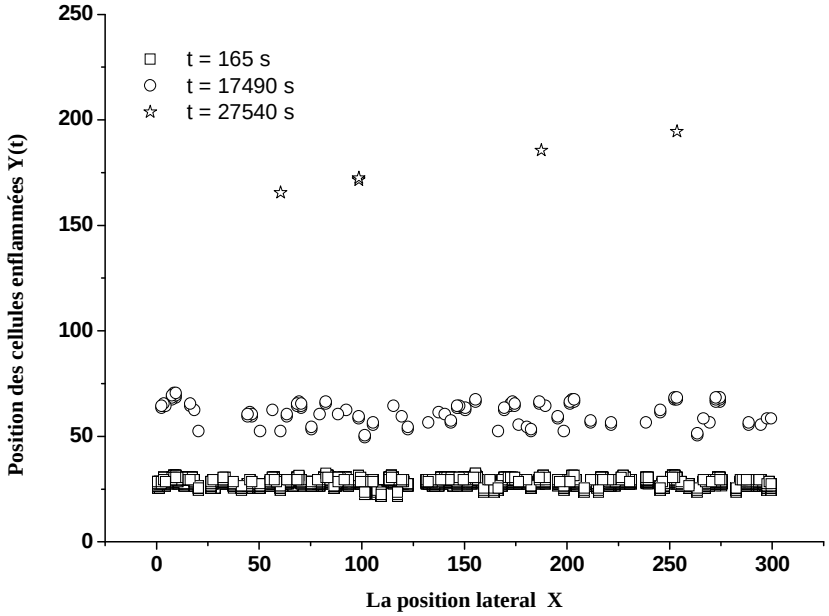

Fig. III.35 : le front de feu à différent étapes du temps de propagation

Cette discrétisation du front induit un exposant de croissance important (environ 1,5) (Fig. III.36), avec des fluctuations très importantes en raison de l'absence des cellules dans le front. Cet exposant est d'environ 0,5 au début de la diffusion lorsque le front est non discrétisée. Il correspond à la classe d'universalité « déposition aléatoire ».

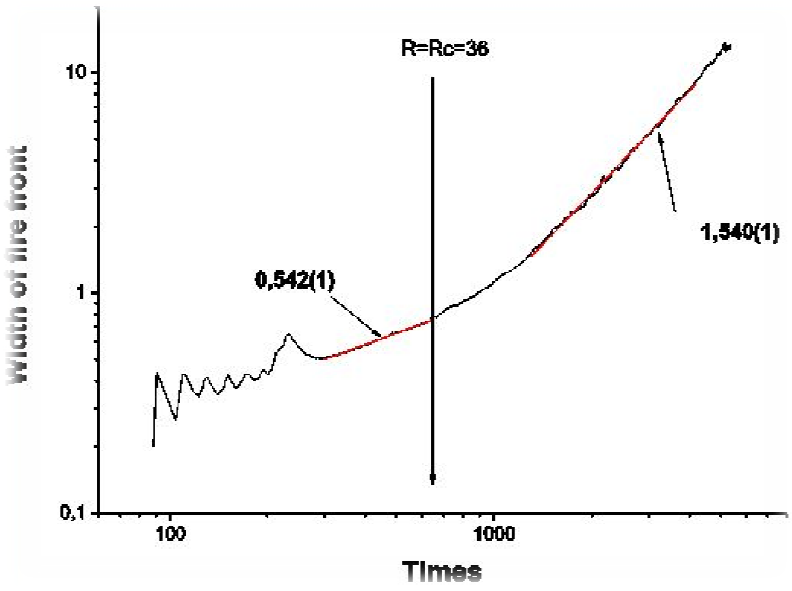

Fig. III.36 : Largueur du front de feu au régime statique

Par ailleurs, l'exposant dynamique z indique une propagation super-diffusif en régime dynamique, avec une propagation balistique ($z \sim 1/2$) pour R $\leq$ 1. Or que prés de seuil dynamique R_c, Cet exposant z est de l'ordre de 2, ce que signifie une propagation diffusive. Alors, Il existe une transition de phase de diffusion anormale dans le régime dynamique vers une autre normale en régime statique (Tab. III.6) [46].

Au cours des régimes de propagation, les exposants de croissance β et de la rugosité α, diminuer jusqu'à 1/2 (Tab. III.6); le comportement anormal au régime statique R_c est due à la violation de la famille-Vicsek Ansatz [41].

Ces exposants définie une nouvelle classe d'universalité dans la phase de saturation en régime dynamique (R $\leq$ 1), l'exposant de la croissance semble compatible avec la classe d'universalité d'Edwards-Wilkinson « Quenched Edwards Wilkinson depinning universality class » [55].

La dépendance de pondération de ces exposants pourrait indiquer un comportement dynamique non-universel au-delà de la saturation dynamique. Cette non-universalité est en cours de vérification.

En régime dynamique, la largeur du front de feu à la saturation $W_{Sat}(L)$ diminue inversement avec la racine carrée du paramètre de pondération (Fig. III.37). En effet, à la saturation; tous le domaine d'interaction (taille=l_y) sera chauffé, mais seulement une partie $1/R$ de ce domaine sera allumé, ce qui correspond à une larguer de front égale à $1/\sqrt{R}$.

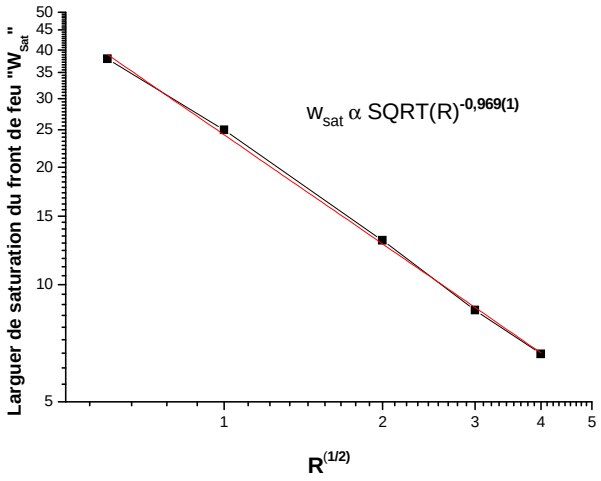

Fig. III.37: Dépendance de la larguer de saturation de l'interface feu du paramètre de pondération R

III.3.B. Dynamique de propagation sous l'interaction probabiliste :

Examinons maintenant les exposants dynamiques du front de feu dans le cas du processus d'émission des brandons. Ce processus est responsable de la construction des nouveaux fronts (feux secondaires) qui contribuent plus tard dans le front principale de la propagation.

Dans le régime statique ($R = R_c$), le processus d'émission des brandons rend la propagation comme étant un empilement des barres verticales d'hauteur différentes, cet empilement est aléatoire et dépend essentiellement de type de site (combustible où vide) et de l'efficacité des brandons. Cette dynamique de propagation appartient à la d'universalité « déposition aléatoire » (Fig. III.38). Cette classe est caractérisé par un exposant de croissance β égale à 0.5, ce type de croissance dû au fait que la capacité d'un brandon à produire un nouveau feu dans un minimum de temps est très faible, ainsi que leur propagation est lente que celle du front principale. i,e: le front principale du feu atteint les feu secondaire avant qu'elle se propage.

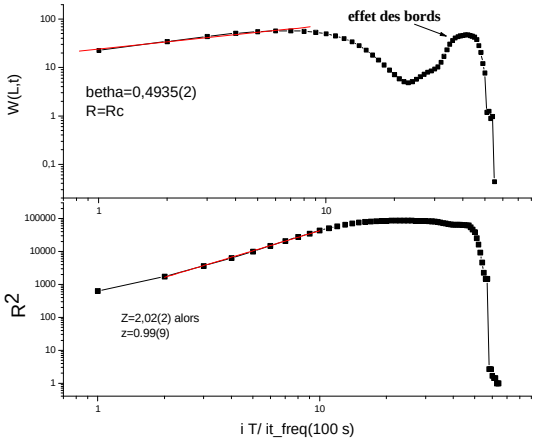

Fig. III.38: Dépendance temporel de la larguer de l'interface feu dans le cas d'émission des brandons

Dans le régime dynamique (cas du $R = 1$), une nouvelle classe d'universalité est trouvées. Cette dernière est connue sous le non « Depinning Directed Percolation class » [39, 41], elle est caractérisée par un exposant dynamique z égal à 0.75 (4) (Tab. III.7). Ce qui signifie que la propagation du feu est super diffusive. Cet super diffusion due à la contribution majeure des feux secondaires à la propagation au front primaire de feu.

Exposants	Interaction Probabiliste	
	R=1	R=Rc
α	0.59(3)*	0.58(4)*
β	0.79(4)	0.49(3)
Z	0.75(4)	1.2(4)

* estimer de $Z = \alpha/\beta$

Tab. III.7: Exposant dynamique du front de feu sous dans le cas des connexions probabilistes

Ces classes d'universalité sont reliés à des modèles statistiques simples de propagation tel que : la percolation dirigé, Percolation dirigé avec désordre gelé « Quenched disorder », les vols Levy « Levy Flight » et les modèles d'épidémie SIRS…

Alors, afin de comprendre le comportement dynamique critique observé dans notre modélisation du feu nous avons étudiés l'application de ces modèles dans notre réseau de forêt, ceci est illustré dans la suite de ce chapitre.

III.4. La percolation dirigée et ces applications:

III.4.A. La percolation dirigée

Soit un réseau carré de taille L, divisé en petits cellules carré égale de côté a, ce réseau est complètement remplis par un combustible $p = 1$ (système homogène). Une cellule (origine) est en feu, ceci assure la propagation du feu par un processus de contacte avec leurs proches voisins.

Selon les travaux de Newman, chaque cellule de réseau (i, j) a quatre cellules voisines suivant les directions de l'espace $(i \pm 1, j \pm 1)$. Les liens reliant la cellule en feu avec leurs voisins est contrôlé par une probabilité d'activation **P** qui est exprimée en deux composantes selon la direction de propagation choisie (haut ou bas).

$$\begin{cases} P_{\uparrow} = p\, p_d \\ P_{\downarrow} = p(1 - p_d) \end{cases} \qquad (III.50)$$

Les composantes de la probabilité d'activation des liens est exprimées en fonction d'un paramètre de contrôle d'anisotropie p_d, ce dernier est égale à ½ dans le cas d'une propagation isotrope (propagation normale)[14], égale à 1 lorsque l'anisotropie est forte (la propagation est favorisé selon une direction de l'espace) ce cas correspond à la percolation dirigée $(P_{\uparrow} = 1, P_{\downarrow} = 0)$[53], en outre il est entre 0 et 1 $(0 < p_d < 1)$, dans le cas d'une propagation partielle « percolation dirigé biaisé (biased directed percolation) »[52] .

Basant sur ces lois fondamentales, nous avons examiné le cas d'une percolation dirigée où chaque cellule peut infecter que les cellules voisines situées en haut. En plus, une cellule sainte quelconque peut être infectée (toucher par le feu) par deux liens (voies) différents. Cette transition de phase aura lieu au seuil critique $P_c = 0.644$.

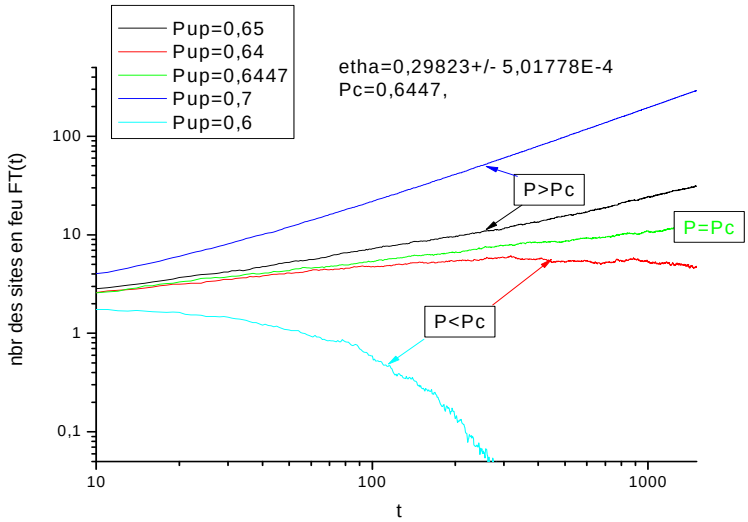

Fig. III.39: Nombre des cellules en feu au voisinage du seuil de percolation dans le cas d'une percolation dirigée

A cette valeur critique, les grandeurs caractéristiques du système comportent universellement avec le temps de propagation définissant un ensemble d'exposant critique similaire à littérature (Tab III. 8).

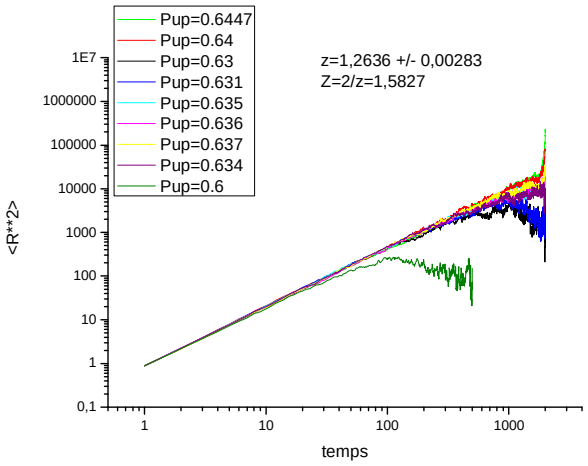

Fig. III.40: le carré du rayon moyen de l'origine au voisinage du seuil de percolation dans le cas d'une percolation dirigé

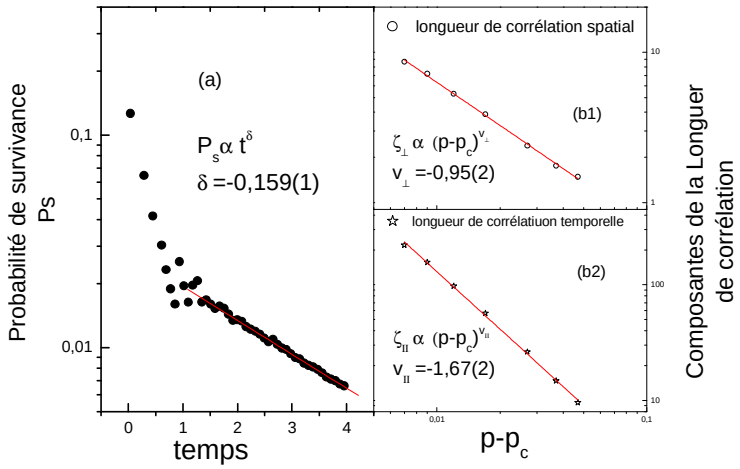

Fig. III.41: comportement universel des grandeurs physique à la transition de phase, a) la probabilité de survivance b) les composantes de la longueur de corrélation spatial (cercle), temporel (étoile)

En outre nous avons examiné le cas où le paramètre de contrôle $p_d =$ 0.6 et 0.8 (percolation dirigé biaisé), nous avons remarqués que le seuil critique de la transition de phase change, mais la classe d'universalité reste DP (pas de changement dans les exposants critiques caractérisant la transition). Voir Tableau III.8

Types de percolation		p_c	β $\beta = \delta * \upsilon_{\parallel}$	$\upsilon_{\parallel}$ $\langle t\rangle = \lvert p - p_c\rvert^{\upsilon_{\parallel}}$	$\upsilon_{\perp}$ $\langle t\rangle = \lvert p - p_c\rvert^{\upsilon_{\perp}}$	$Z = \frac{\upsilon_{\parallel}}{\upsilon_{\perp}}$	Z $\langle R^2\rangle = t^z$	η $\langle FT(t)\rangle = t^{\eta}$	δ $P_s = t^{\delta}$
Percolation dirigé DP		0.6447(1)	0.289(1)	1.67(1)	1.02(2)	1.585(3)	1.261(3)	0.299(3)	0.175(5)
percolation dirigé biaisé	$\mathbf{p_d = 0.8}$	0.804(2)	0.260(1)	1.71(2)	1.09(3)	1.56(9)	1.276(2)	0.310(1)	0.144(9)
BDP	$\mathbf{p_d = 0.6}$	0.945(1)	0.272(1)	1.72(3)	1.08(4)	1.589(3)	1.258(5)	0.317(2)	0.158(4)

Tab. III.8: Exposants dynamiques de la percolation dirigé et biaisé

III.4.B. Percolation Dirigé avec désordre gelé (Quenched désorder) :

Dans le même réseau nous avons introduit une perturbation sur le remplissage des cellules du réseau (combustible et vide), ce désordre appliquer est basée sur la variation de la concentration d'occupation de l'unité, a cette concentration nous avons fait varié la probabilité d'activation des liens. Alors en raison de remplissage aléatoire nous avons un désordre spatial et en raison de la probabilité de connexion le nombre des voisins varie d'une étape de temps à une autre. Donc nous avons réalisés un désordre spatial et temporel au même temps.

Dans ce cas nous avons reproduit les exposants de la percolation dirigée, ce qui confirme que la perturbation du désordre spatial et temporel n'influe pas sur le processus de la percolation car elle est de même ordre que le désordre intrinsèque du matériau.

Les résultats obtenus sont montrés dans le graphe suivant :

Types de percolation		p_c	β $\beta = \delta * \upsilon_{\parallel}$	$\upsilon_{\parallel}$ $\langle t\rangle = \lvert p - p_c\rvert^{\upsilon_{\parallel}}$	$\upsilon_{\perp}$ $\langle t\rangle = \lvert p - p_c\rvert^{\upsilon_{\perp}}$	$Z = \frac{\upsilon_{\parallel}}{\upsilon_{\perp}}$	Z $\langle R^2\rangle = t^z$	η $\langle FT(t)\rangle = t^{\eta}$	δ $P_s = t^{\delta}$
Percolation dirigé avec désordre gelé QD	$\mathbf{p_d = 1}$	0.855(1)	0.284(1)	1.681(3)	1.015(3)	1.573(2)	1.271(2)	0.310(3)	0.169(5)
	$\mathbf{p_d = 0.8}$	0.835(2)	0.291(4)	1.686(2)	0.945(4)	1.579(2)	1.266(2)	0.308(2)	0.173(3)
	$\mathbf{p_d = 0.6}$	0.955(2)	0.308(5)	1.678(2)	0.991(3)	1.577(3)	1.268(3)	0.304(5)	0.184(4)

Tab. III.9: Exposants dynamiques de la percolation dirigé avec désordre gelé (quenched desorder)

III.4.C. Percolation Dirigé avec Voles Levy (Levy Flight) :

Les voles Levy jouent le rôle des connexions probabilistes, elle permet a chaque cellule enflammé de générer un mélange des sauts extrêmement longs et petits qui seront auto-similaire à toutes les échelles selon la distribution suivante :

$$P(D) = \left(D_{ij}\right)^{-d-\sigma} \qquad (III.51)$$

L'application des voles Levy dans un système de percolation dirigé dépend de l'exposant σ, où il est responsable sur la conservation de la classe d'universalité DP, ou la violence de cette dernière. Donc, nous avons applique en une 1er étude le cas ou l'exposant $\sigma = 2$. Les résultats obtenus montrent la conservation de la classe DP, et ils ont on bon accord avec les résultats obtenus par Mollison [56] dans le diagramme de phase (Fig. I.26).

Type of percolation	p_c	β $\beta = \delta * \upsilon_{\parallel}$	$\upsilon_{\parallel}$ $\delta t = f(P - Pc)$	$\upsilon_{\perp}$ $\delta R = f(P - Pc)$	$z = \frac{2}{z}$	z $\langle \ln(R^2(t)) \rangle \propto t^{2/z}$	η $FT(t) = f(P)$	δ $Ps = f(t)$
DP-Levy ($\alpha = 2$)	0.474	0.318(9)	1.77(2)	1.44(2)	1.588(2)	1.255(4)	0.299(1)	0.18(9)

Tab. III.10: Exposants dynamiques de la percolation dirigée avec des voles Levy pour un exposant $\sigma = 2$

Conclusion

Nous avons détaillés dans ce chapitre le déroulement de notre code de simulation de la propagation des feux de forêt -construit au niveau de notre laboratoire LEPM- dont les effets lointaines (interactions déterministes et probabilistes) et le processus de convection et la fractalité de lu front de propagation en pris en considération.

La dynamique de propagation et l'universalité de la transition de phase percolant/non percolant est examiné par notre code de simulation, cette analyse montre l'existence d'une variance et violences des classes d'universalité caractérisant la propagation du feu.

Nous avons montrés que contrairement aux modèles standard de transition de phase continue (Modèle d'Ising); l'ensemble de ces classes d'universalité dépend des détailles microscopiques du système tel que la pondération et le type d'interaction, ce qui viole l'universalité du phénomène de propagation du feu dans certaines cas.

L'évolution du front du feu ainsi les comportements critiques de la percolation ont été aussi illustrés dans ce chapitre, dans le cas d'une percolation statique ou dynamique « percolation dirigé et ses applications».

Ce code estime très bien la propagation des feux de forêt dans un temps 10 fois plus petits que temps physique du feu, il a été validé à l'échelle expérimentale et réelle tel que les feux historiques de Lançon et de Côte d'ivoire. L'erreur survenue sur le contour estimé et le contour réelle est probablement due à la variance du recouvrement végétale qui induit une décohérence du temps de combustion et de contenance hydrique de chaque espèce.

L'estimation et l'introduction de cette variance sera bientôt réalisé, mais il faut initialement avoir une base de données sur différents types de végétations, ceci sera l'objet de d'un projet de recherche et des thèses de doctorats au niveau de notre laboratoire LEPM.

Une introduction de cette étude qualitative est l'objet du chapitre suivant, où nous essayons de caractériser les espèces végétales par des spectres diélectriques peuvent donner des informations sur l'hydratation et l'inflammation de chaque espèce.

Référence:

01. B. Porterie, A. Kaiss, J.P. Clerc, L. Zekri, and N. Zekri, App. Phys. Let, **93**(2008) 204101
02. R.O.Weber, Prog. Energy Combust.Sci. **17**(1991) pp 67-82
03. R.C.Rothermel, General technical report INT-143, Ogden, Utah,USA,**161** (1983)
04. G. Albinet, G. Serby, D. Stauffer, J.Phys. **47**, n°1(1987) pp1-7
05. P. Kourtz, W.G. O'Regan, For. Sci. **17**, n° 2**(**1971) pp163-169
06. N. Zekri , K. Khelloufi, L. Zekri, B. Porterie, A. Kaiss et J.P.Clerc, Phys.Lett. **A 376** (2012) 2522-2526.
07. J.K. Adou, Y. Billaud, D.A. Brou, J.-P. Clerc, J.-L. Consalvi, A. Fuentes, A. Kaiss, F. Nmira, B. Porterie, L. Zekri, N. Zekri, Ecological Modelling **221** (2010) 1463-1471 .
08. Y.baraa, K.Khelloufi, N.Zekri, PLA (Submitted 2013)
09. H.E. Anderson, U.S. Forest Service Report No. INT-305,(1983)
10. C.E. Van Wagner, Forestry Chron. **45**(1969)103-104.
11. K.S. Mudan, Prog. Energy. Combust. Sci. **10** (1984) 59.
12. Y.Billau, A.Kaiss, J.-L.Consalvi and B.Porterie, Int.J.Therm.Science, **50**, (2011) 2.
13. Y.Baara « Modélisation de rayonnement d'un flamme destiné à la propagation des feu de forêt » (USTOMB 2013).
14. D.Stauffer, A.Aharony, "Introduction to Percolation theory".1st edit, Taylor and Francis. London, (1985)
15. P. Grassberger, La Recherche, **77,** n°222(1991) 640
16. J.L. Consalvi, P.Mindykowski, J.P.Vantelonb, B.Porterie, Fire Safety Journal **46** (2011) 48–55
17. G. Carbonell, G.Dusserre, EMA – SDIS **13** (Août 2004)
18. P.J. Pagni, Fire Safe. J. **21(4)** (1993) 331–340
19. C.S. Tarifa, P.P. DelNotario, F.G. Moreno, Proc. Combust. Inst. **10**(1965)1021–1037.
20. C.S.Tarifa, P.P.DelNotario, F.G.Moreno, A.R.Villa, final report of grants FG-SP-11and FG-SP-146, USDep.Agric. For. Serv.(1967)
21. F.A. Albini, general technical reportINT-56, USDA For.Serv.(1979).
22. F.A.Albini, Combust.Sci. Technol.**32** (1983) 277–288
23. A.Muraszew, J.B. Fedele, W.C. Kuby, Combust & Flame **30**(1970)321–324
24. J.P.Woycheese, P.J.Pagni, D.Liepman, Proceeding of the Second International Conference on Fire Research and Ingineering, Boston,USA,1998.
25. J.P.Woycheese, P.J.Pagni, Proceedings of the Third International Conference on Fire Research and Engineering, Boston,USA,1998.
26. J.P.Woycheese, P.J.Pagni, D.Liepman, J.Fire Prot. Eng.**10** (1999) 32–44
27. R.A. Anthenien, S.D. Tse, A.C. Fernandez-Pello, Fire Saf. J. **41** (2006) 349–363

28. B. Porterie, N. Zekri, J.P. Clerc, J.C. Loraud, Combustion and Flame **149** (2007) 63–78
29. www.ffp.csiro.au/nfm//fbm/vesta/spotfire.html.
30. N. Sardoy, J.L. Consalvi, B. Porterie, J.C. Loraud, JITH, Tangiers (2005).
31. P.L. Andrews, C.H. Chase, National Wildfire Coordinating Group Publication PMS **439-3**, NFES **277**, (1989).
32. J. Nahmias, H. Téphany, E.Guyon**,** Rev. Phys. Appl. **24**(1989) 773.
33. D.J. Watts, S.H. Strogatz, Nature **393** (1998) 440–442
34. M.E.J. Newman, D.J. Watts, Phys. Lett. A **263** (1999) 341–346.
35. M.E. Newman, D.J. Watts, Phys. Rev. **E 60** (1999)7332–7342.
36. C. P. Warren, L. M. Sander, and I. M. Sokolov, ics arXiv: cond-mat/0106450 (2001)
37. L.M.Sander, C.P. Warren, I.M.Sokolov, C.Simon, J. Koopman, Mathematical biosciences, **180** (2002) 293-305
38. K. Khelloufi, Y. Baara, N. Zekri, EPJ Web of Conferences **44** (2013) 01003
39. G.Odor .rev. Mod. Phys. **76** (2004) 663.
40. A.L.Barabasi and H.E.Stanly, “Fractal concepts in surface growth”, Cambridge university Press (1995)
41. J.F.Gouyet, "physique et structures fractales", edit Masson .paris (1992)
42. F.Family, T.Viscek (Eds.), “Dynamics of fractal surfaces”, World scientific, Singapore (1991).
43. J.Zhang, Y,-C,Zhang, P,Aleston, M.T.Levinsen, Phys. A **189** (1992) 383.
44. N.Provatas, T.Ala-Nissila, M.Grant, K.R.Elder, L.Piché, Phys. Rev. E **51** (1995) 4232
45. M.Kardar, G.Parisi, Y.-C.Zhang. Rev. Lett. **56** (1986) 889.
46. K.Khelloufi, Y.baraa, N.Zekri, Euro. Phys. Lett. **103** (2013) 26001
47. J. Marro and R. Dickman, “Nonequilibrium Phase Transitions in Lattice Models”, Cambridge University Press, Cambridge
48. W. Lenz, Phys. Zeitschrift **21**, 613 (1920)
49. E.Koo, P.J.Pagni, J.Woycheese, S.Stephens, D.Weise, and J.Hu, Fire Safety Science, **8** (2005) pp. 851-862
50. Y. Baara, K. Khelloufi, N. Zekri, EPJ Web of Conferences **44** (2013) 01002.
51. K.Khelloufi, Y.Baara, J. P. Clerc, B. Porterie et N. Zekri JSTAT **045P** (2013) 0713
52. E. Frey, U. C. Taüber, F. Schwabl, Phys. Rev. **E 49** (1994) 5058.
53. Miguel A. Muňoz, Ronald Dickman, Alessandro Vespignani et Stefano Zapperi Phys. Rev **A59** (1999) 6175.
54. A.Coniglio and H.J.Herrmann, Phys.A **225**(1996) 1.
55. Kim J. M. and Choi H., J. Korean Phys. Soc., **48** (2006) S241.
56. D. Mollison. J. R. Stat. Soc. **B39** (1977) 283

Chapitre VI

Etude expérimental

« Spectroscopie diélectrique des végétations »

Ce chapitre est consacré à caractériser la réponse diélectrique d'une feuille de végétation en utilisant un analyseur diélectrique ***ALPHA A10***

I. Introduction :

La propagation d'un front de feu dans des distances et des directions variables est fortement reliée à la structure globale (Micro et Macro) de la forêt. La vitesse du vent, la topographie du terrain et les conditions climatiques de la sécheresse et de l'hydratation ainsi que la structure biologique de la végétation sont les principaux facteurs caractérisant la forêt.

En effet, la structure biologique de végétation joue un rôle très important dans l'évolution du feu, car elle est essentiellement constitué de l'eau qui retard le déclenchement fractionnelle des végétaux i.e l'existence d'un temps d'attente « combustion » avant l'inflammation. En outre, la végétation est également constituée des huiles essentielles qui contribuent fortement à la propagation. Néanmoins, ces essences sont très sensibles à la chaleur, ils ont capables de dégager des quantités énormes de chaleur (rayonnement), comme ils peuvent exploser et émettre un nombre important des particules incandescentes (cas d'embrassement généralisé).

La compréhension des comportements des végétaux lors d'un incendie forme l'objet de plusieurs études numériques et expérimentales basé sur des lois physico-chimiques. L'une des récentes méthodes expérimentales est la spectroscopie diélectrique, elle analyse la réponse diélectrique d'un matériau (végétation) soumis à un champ extérieur différent (température, fréquence et pression), par un ensemble des spectres de relaxation pour différents grandeurs physiques [01-02].

Cette méthode à pour objet d'acquérir l'évolution de la permittivité diélectrique d'un matériau en fonction de la fréquence, souvent sous l'action d'un champ extérieur. Cette approche est couramment utilisée pour caractériser la relaxation des liquides polaires [03]. Les matériaux poreux (sol, roche, plâtre ou béton) [04-05]. Cette méthode consiste à calculer, à partir de la théorie diélectrique, la permittivité relative complexe, les paramètres de distributions temporelles des particules constituant le matériau.

Ce type de mesures peut être effectué directement, dans le domaine fréquentiel, à l'aide d'un analyseur d'impédance « l'impédance-mètre alpha A10 », ou indirectement, par un programme de simulation « Méthode exacte [06-07]» s'inspirant de la structure réelles du matériau étudier. Cette dernière méthode à l'avantage de ne pas détruire le matériau et elle fournir une mesure rapide en bande fréquentielle [08].

Le travail réalisé au cours de cette partie de thèse s'inscrit dans l'axe de recherche concernant la modélisation des feux de forêts. Dans ce cadre, nous cherchons à caractériser l'état d'une espèce végétale au cours des étapes de combustion par des spectres diélectriques et d'intégrer les informations obtenues dans notre modèle de simulation du feu.

Donc, afin de comprendre mieux le comportement au feu des combustibles végétaux dans le cadre d'un incendie de forêt, il est nécessaire de connaître leur composition, leur intra-structure ainsi leur caractéristiques physico-chimiques.

II. Composition chimique des combustibles végétaux

Une espèce végétale est un ensemble de parties distinguées ayant des propriétés biologiques et physique différentes (Fig. IV.I). Ces intra-structures distinguées influent considérablement sur la description globale de l'espèce végétale concernant : le temps d'inflammation, la teneur totale d'eau, la formation de la flamme …

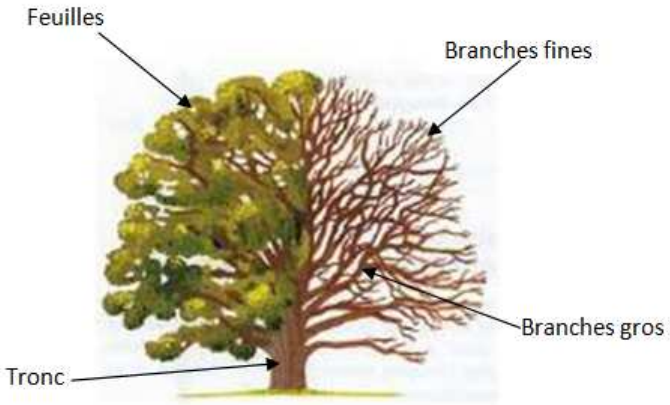

Fig. IV.1: Composition macroscopique d'une espèce végétale

Lors d'un incendie les parties privilégiées à l'inflammation en un court temps, sont les feuilles et les branches fines, ce qui nous a conduits à analyser en première étude expérimentale la feuille végétale.

En faite, la cellule végétale est l'unité fondamentale de la structure et du fonctionnement des organismes végétaux, Elle comprend généralement un noyau cellulaire entouré d'un cytoplasme, une grande vacuole centrale (90 % de l'espace cellulaire) qui contrôle les échanges des molécules entre le cytosol et la sève, des chloroplastes et mitochondries, tout étant protégé par une paroi cellulaire qui entoure la membrane plasmique (Fig. IV.2).

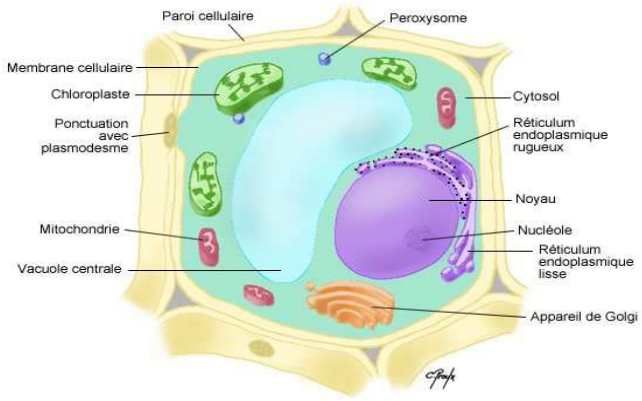

Fig. IV.2: Composition microscopique d'une cellule végétale.

Néanmoins, toutes les feuilles végétales sont réorganisées en trois principaux tissus : tissu de revêtement, fondamental et conducteur (Fig. IV.5) [09].

- ***Tissu de soutien où revêtement :*** constitué essentiellement des parois primaires et secondaires, les parois primaires (collenchyme) sont des parois inégalement épaisses qui assurent le soutien des parties croissantes de la plante. Par contre, les parois secondaires (sclérenchyme) sont toutes épaisses et servent au soutien des parties non-croissantes de la plante. Ainsi ce tissu contient un couche des cellules épidermiques et stomatiques qui enveloppe la partie externe de la plante (Fig. IV.3).

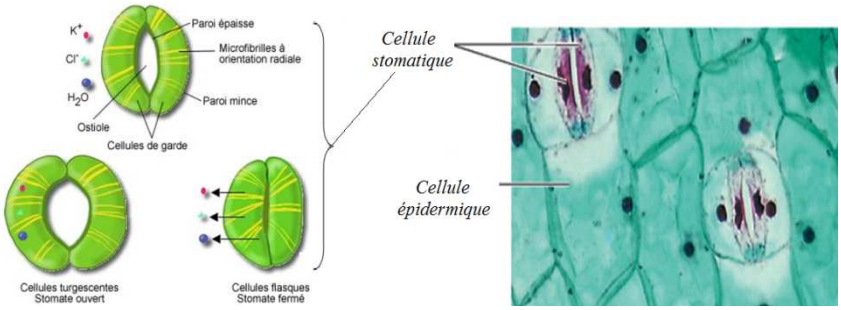

Fig. IV.3: Partie externe d'une feuille d'une feuille de végétation

- ***Tissu assimilateur où fondamental*** : assure la photosynthèse et le stockage de l'amidon, il est constitue globalement des parois primaires minces (parenchyme), qui permettent les communications intercellulaires et les circulations des substances à l'intérieur des cellules (circulation symplasmique (Fig. IV.4)).

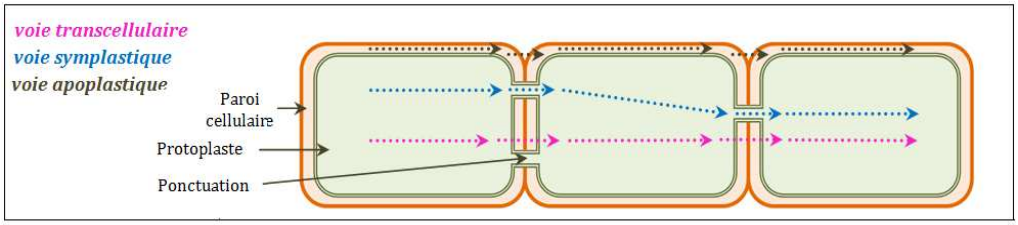

Fig. IV.4: Schéma simplifie des voies de transport utilisé au sein d'une feuille de végétation

- ***Tissu vasculaire où conducteur*** : assure le transport des éléments dans l'ensemble de la plante, il est constitué du xylème qui assure le transport de la sève brute et du phloème qui assure le transport de la sève élaborée (Fig. IV.5).

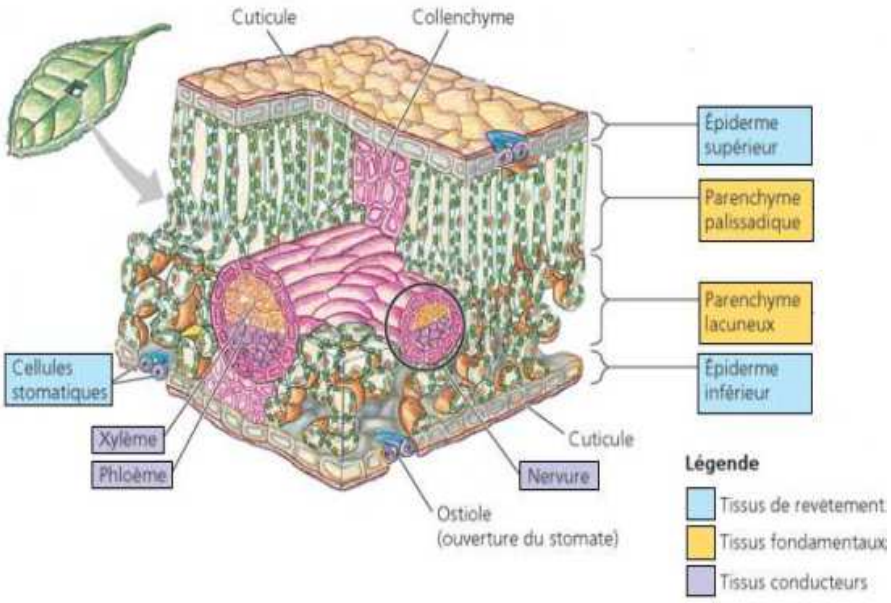

Fig. IV.5: Anatomie d'une feuille de végétation

Cette indépendance de la structure générale du tissu végétal permet de modéliser la feuille de végétation selon un modèle physique simple (Fig. IV.6) où on néglige quelques propriétés intrinsèques de quelques éléments de la cellule. Cette modélisation consiste à remplacer les éléments internes de la cellule (chloroplaste, mitochondries, peroxysomes..) par un milieu

intracellulaire, les parois cellulosiques par un milieu extracellulaire. Et en fin le milieu plasmique qui contient seulement la membrane plasmique.

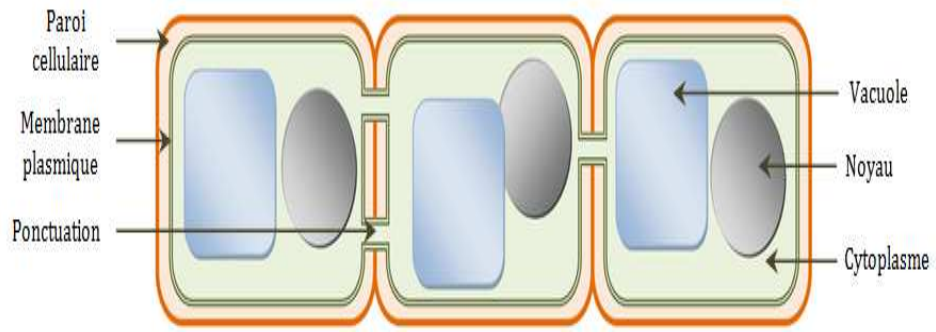

Fig. IV.6: Modélisation de l'organigramme structural d'une feuille de végétation

Cette simplification est nécessaire dans l'étude spectrale de la végétation, elle forme le lien entre la structure biologique de la feuille de végétation et leur circuit électrique équivalent. Alors, il est important de savoir les principes de cette équivalence ainsi quelle est le circuit approprie pour la feuille de végétation ?

III. Modèles des circuits équivalent:

Cette modélisation ou schématisation cherche à montrer que les données d'impédances expérimentales $Z_e(\omega)$ peuvent être bien approchées par une impédance théorique $Z_{ec}(\omega)$ d'un circuit électrique équivalent constitué des résistances et des condensateurs idéals, et peut-être des inductances et différents élément de circuit distribué.

Dans un tel circuit électrique, la résistance *R* représente un chemin conducteur, elle explique la conductivité apparente du matériau ou d'une étape chimique associée à une réaction d'électrode (exp : Randles [10], Armstrong et al [11]). De même, les capacités et les inductances seront généralement associées à une région de polarisation de charge d'espace et à un processus d'adsorption et électro-cristallisation spécifique à une électrode. Il est convenable de souligner que les éléments de circuit ordinaire, tels que les résistances et les condensateurs, sont toujours considérées comme des quantités localisées constantes qui impliquent des propriétés idéales. Mais toutes les résistances réelles sont de taille finie et sont ainsi réparties dans l'espace, ils impliquent toujours une certaine inductance, condensateur et une réponse temporel [12]. Ces propriétés résiduels ne sont pas importantes sur l'ensemble des

gammes de fréquence et donc permettent généralement à une telle résistance physique d'être en bonne approximation avec une résistance idéale dans un circuit équivalent [12].

Plusieurs disciplines ont utilisées cette modélisation, elle change selon les différentes propriétés intrinsèques du matériau étudié et selon le besoin.

Donc, pour étudier les propriétés électriques d'une feuille de végétation, il suffit de modéliser une cellule isolée par un circuit équivalent puis les arranger en un réseau de mini-circuit pour former la totalité de la feuille (Varlan et al [13]; Zhang et al.,[14]).

En faite, le circuit équivalent de la cellule végétale dépend du mécanisme biologique de cette dernière, où sous l'effet de la lumière et de la température, elle produit la chlorophylle, cette production nécessite des grandes quantités d'eau et des éléments minéraux.

Donc, les mouvements ioniques, qui peuvent avoir lieu dans le milieu aqueux de la cellule végétale sous l'effet d'un champ électrique externe n'étant autre que des mouvements de charges électriques (équivalent au courant électrique traversant une résistance selon la loi d'Ohm) ce qui permet de les modéliser par une résistance R_i. Tandis qu'au niveau de la membrane cellulaire, les charges sont spontanément séparées et déposées de part et d'autre de la membranes qui forment donc un condensateur virtuel avec une capacité électrique C_i [09].

Au cours de cette décennie, plusieurs schémas ont été élaboré, l'un de ces schémas les plus appropries est le schéma de Zhang et all [15], ce dernier considère que la cellule végétale est essentiellement composé de deux types de matériau liquide et solide (Fig. IV.7 (a)). La partie solide couvre deux endroits différents, un à l'extérieur de la cellule « la paroi cellulosique » et l'autre est à l'intérieur « milieu intracellulaire ». Le comportement électronique de cette partie solide ressemble à un effet de résistance $\mathbf{R_1}$ et $\mathbf{R_2}$ respectivement.

Le liquide est caractérisé par des lignes de transmission plasmiques semi-infinis, ce qui est schématisé par une impédance $\mathbf{Z_1}$ appelé impédance de Warburg tel que [14, 15]:

$$Z_\omega = \sigma\omega^{-\frac{1}{2}} - j\sigma\omega^{-\frac{1}{2}} \qquad (IV.01)$$

σ: Le Coefficient de diffusion

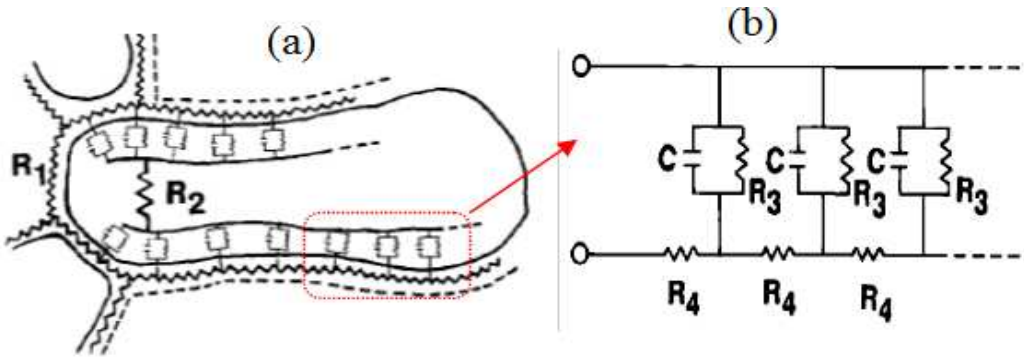

Fig. IV.7: schéma électrique d'une feuille végétale (a) cellule végétale, (b) aperçu du circuit électrique.

À l'origine, cette impédance a été proposée pour exprimer le processus de diffusion d'espèces mobiles en phase aqueuse vers une interface métallique électrode –électrolyte, elle a été calculée à partir d'une analogie existante entre l'équation de Fick et l'équation obtenue pour une ligne de transmission particulière (Fig. IV.7 (b)). Pour notre système végétale cette impédance à la valeur totale suivante [15] :

$$Z_{ec} = \left(\frac{R_3 R_4}{(1 + iC\omega R_3)}\right)^{1/2} \qquad (IV.02)$$

$avec\ R_3 \ll R_4$

Donc, cette modélisation est nécessaire mais n'est pas suffisante pour analyser les résultats expérimentaux. Alors, il est important de savoir les lois fondamentales de la théorie diélectrique.

IV. Analyse théorique :

La compréhension physique de la réponse diélectrique d'un matériau consiste à comparer les résultats expérimentaux obtenus par le modèle idéal de la théorie diélectrique, cette théorie caractérise le comportement fréquentielle des grandeurs électriques tel que la conductivité et la permittivité électrique d'un matériau soumis à une excitation électromagnétique (voir Annex1).

En faite, lors d'une excitation magnétique (champs électrique E), la polarisation résultante du système , peut être divisée en deux partie selon le temps de réponse du matériau (Fig. IV.8), la première est instantané, elle est due aux déplacements des électrons par rapport au noyau, ce qui définie la constante diélectrique ε_∞ des hautes fréquences [12]:

$$\varepsilon_\infty - 1 = \frac{\mathbb{P}_\infty}{\varepsilon_0 E} \qquad (IV.03)$$

Cette constante est fréquemment utilisé par des technique de caractérisation optique tel que l'ellipsométrie, car elle est relier à l'indice de réfraction complexe des matériaux minces (film fine).

La seconde partie de la polarisation $\mathbb{P}'(t)$ dépend du temps, elle est dûe aux orientations des dipôles selon le champ électrique appliquer. Cette polarisation atteint une valeur maximale $\mathbb{P}_s$ lorsque le système reste sous l'action du champ E pendant un temps infiniment long (Fig. IV.8):

$$\mathbb{P}_s = \mathbb{P}_\infty + \mathbb{P}'(t = \infty) \qquad (IV.04)$$

Cette saturation définie une constante diélectrique statique ε_s donner par :

$$\varepsilon_s - 1 = \frac{\mathbb{P}_s}{\varepsilon_0 E} \qquad (IV.05)$$

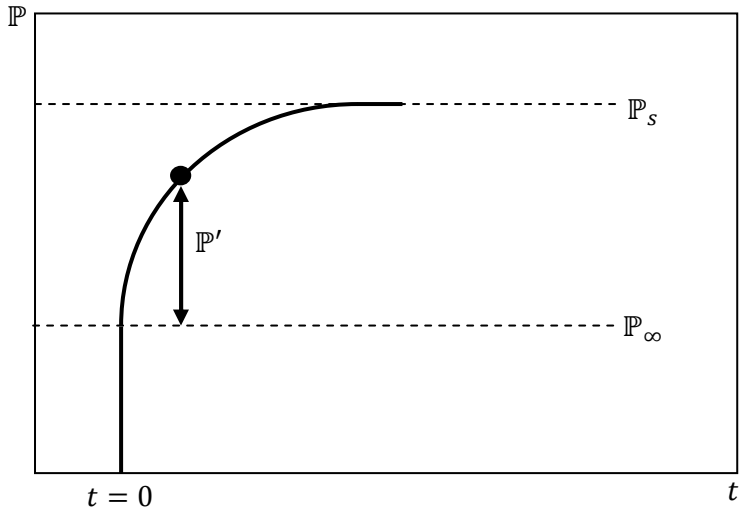

Fig. IV.8: L'évolution temporelle de la polarisation d'un système subit une excitation magnétique.

Dans ce cas, l'hypothèse la plus simple qui permet de calculer les propriétés diélectriques d'un tel système est que la vitesse à laquelle se rapproche $\mathbb{P}_s$ de $\mathbb{P}$ est proportionnelle à la différence entre eux. Donc $\mathbb{P}'(t)$ doit être régi par une loi cinétique de premier ordre [12]:

$$\tau \frac{d\mathbb{P}'(t)}{dt} = \mathbb{P}_s - \mathbb{P} \qquad (IV.06)$$

L'application d'une tension échelon unitaire $U_0(t)$ reliera la polarisation $\mathbb{P}$ à $\mathbb{P}'(t)$ selon :

$$\mathbb{P} = \mathbb{P}_\infty U_0(t) + \mathbb{P}'(t) \qquad (IV.07)$$

Utilisons une transformation de Laplace sur les équations (6) et (7), on peut tirer la valeur de la polarisation $\mathbb{P}$:

$$\mathbb{P}_{Lap} = \frac{\mathbb{P}_\infty}{(\omega_c + \omega_0)} + \frac{\omega_0 \mathbb{P}_s}{\omega_c(\omega_c + \omega_0)} \qquad (IV.08)$$

Etant que : ω_0 et ω_c , sont la fréquence de relaxation ($\omega_0 = \tau^{-1}$) est la fréquence complexe variable respectivement.

Cette solution permet de déterminer la densité de courant qui circule dans le système par l'équation suivante :

$$I = \omega\, \mathbb{P}_{Lap} - \mathbb{P}(t=0) = \mathbb{P}_\infty + \frac{\omega_0(\mathbb{P}_s - \mathbb{P}_\infty)}{(\omega_c + \omega_0)} \qquad (IV.09)$$

En différenciant dans le temps cette densité sera égale à [12]:

$$I(t) = \mathbb{P}_\infty \delta(t) + (\mathbb{P}_s - \mathbb{P}_\infty)\tau^{-1} \exp(-t/\tau) \qquad (IV.10)$$

Cette densité de courant est équivalente à celle obtenue par un circuit RC (Fig. IV.9), avec les identités suivantes :

$$\begin{cases} \tau = RC_2 \\ C_2 = (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)\varepsilon_0 \\ C_1 = \varepsilon_\infty \varepsilon_0 \end{cases} \qquad (IV.11)$$

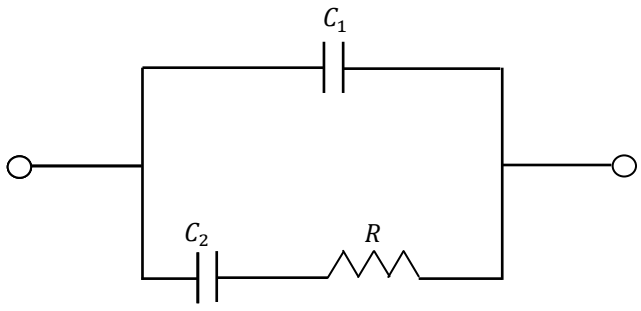

Fig. IV.9: Circuit RC équivalent

Comme $E = 1/\omega_c$, l'admittance électrique due au processus de relaxation est obtenue par :

$$Y = \frac{I}{E} = \varepsilon_\infty \varepsilon_0 \omega_c + (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)\varepsilon_0 \frac{\omega_c \omega_0}{(\omega_c + \omega_0)} \qquad (IV.12)$$

Par séparation de la partie réel et imaginaire tel que ($\omega_c = j\omega$), on aura [12]:

$$Y = \frac{\omega^2 R C_2}{1 + \omega^2 R^2 C_2^2} + j\left(\frac{\omega C_2}{1 + \omega^2 R^2 C_2^2} + \omega C_1\right) \qquad (IV.13)$$

Cette expression peut être réécrite en fonction de la constante diélectrique complexe ($\varepsilon = Y/j\omega\varepsilon_0$) [12]:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + j\,\varepsilon''(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + \omega^2\tau^2} - j\,\frac{\omega\tau(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)}{1 + \omega^2\tau^2} \qquad (IV.14)$$

Les parties réelle et imaginaire de cette dernière équation sont les relations de relaxation du Debye [16], qui forment la base des modèles de relaxation dipolaires des matériaux diélectriques.

En fait, à la fréquence caractéristique de relaxation ($\omega = \omega_0 = \tau^{-1}$), la partie réel de la constante diélectrique subi une déflexion vers des basses valeurs tandis que la partie imaginaire présente un maximum (Fig. IV.10).

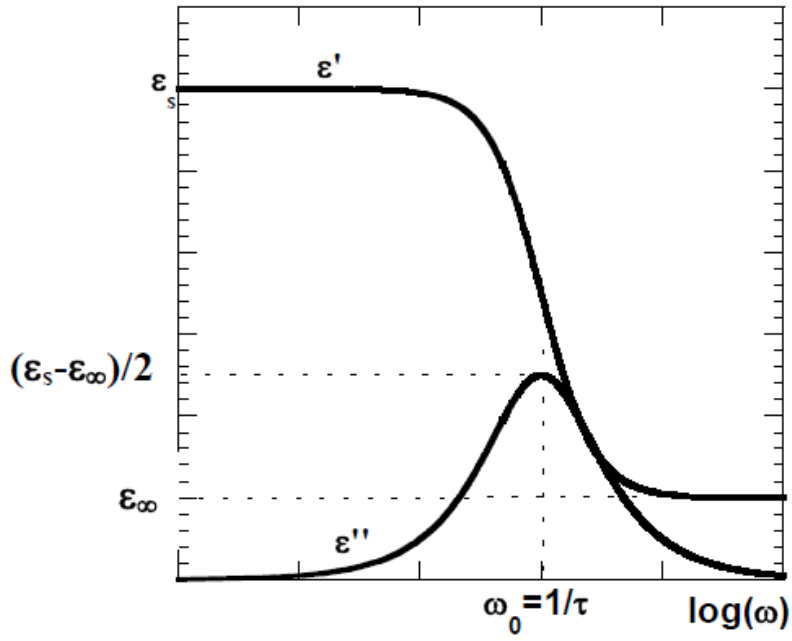

Fig. IV.10: Spectre diélectrique de relaxation de type Debye

Par ailleurs, le comportement de la partie imaginaire de la constante diélectrique par rapport à la partie réelle forme un demi-cercle avec un rayon d'unité égale à $\omega_0 RC_2$.

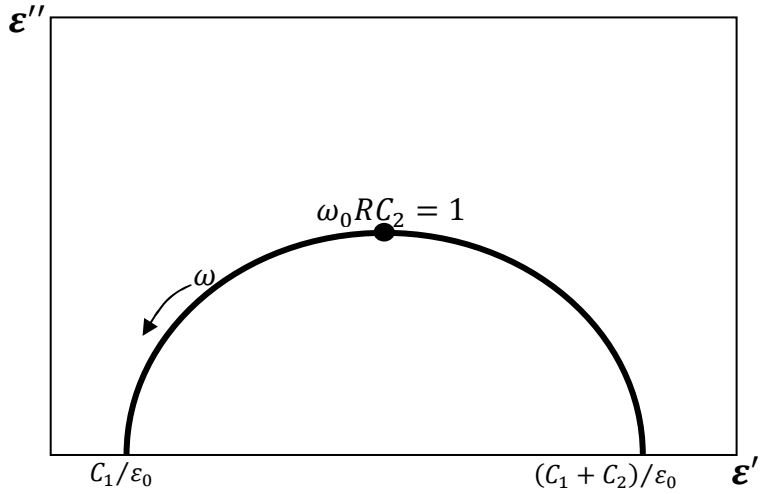

Fig. IV.11: Variation de la partie imaginaire de la constante diélectrique par rapport à la partie réelle

Ces prédictions du modèle de Debye sont idéal, mais la nature inhomogène du matériau et du l'environnement ainsi la distinction des dipôles induit une déformation de la courbe demi-cercle $\varepsilon''(\omega) = f(\varepsilon'(\omega))$.

Cette inhomogénéité de matériau présente une distinction de temps de réponse τ sur tout le système, alors il faut définir une distribution des temps de réponse $G(\tau)$ qui vérifie les lois de base de Debye.

$$\varepsilon - \varepsilon_\infty = \int_0^\infty \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)G(\tau)}{1 + j\omega\tau} d\tau \qquad (IV.15)$$

Kirkwood et Fuoss [17] ont montrés que la distribution $G(\tau)$ peut être retrouvée par une intégration sur un ensemble des valeurs de la partie imaginaire de la constante diélectrique $\varepsilon''(\omega)$. Le traitement général de l'obtention de cette distribution est illustré dans les travaux de Macdonald et Brachman [18], où ils ont fournis un ensemble de relations utiles entre les fonctions décrivant le réseau et le système.

En 1941, Cole et Cole [19], ont énoncé une distribution du temps qui satisfait les besoins des chercheurs scientifiques et des expérimentateurs [12]:

$$G(\tau) = \frac{b}{\tau_0\sqrt{\pi}} \exp\left(-b^2 Ln\left({}^{\tau}/_{\tau_0}\right)^2\right) \qquad (IV.16)$$

Cette dernière décrit l'aplatissement du courbe demi-cercle selon un angle de $\frac{\alpha\pi}{2}$ (Fig. IV.11(a)) par un exposant α, qui est relié au paramètre d'élargissement (b) et à la croissance du pic de la partie imaginaire du constant diélectrique (Fig. IV.11(b)):

$$\varepsilon - \varepsilon_\infty = \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)}{1 + (j\omega\tau)^\alpha} \qquad (\alpha \leq 1) \qquad (IV.17)$$

Où α est l'exposant de la distribution du temps de réponse.

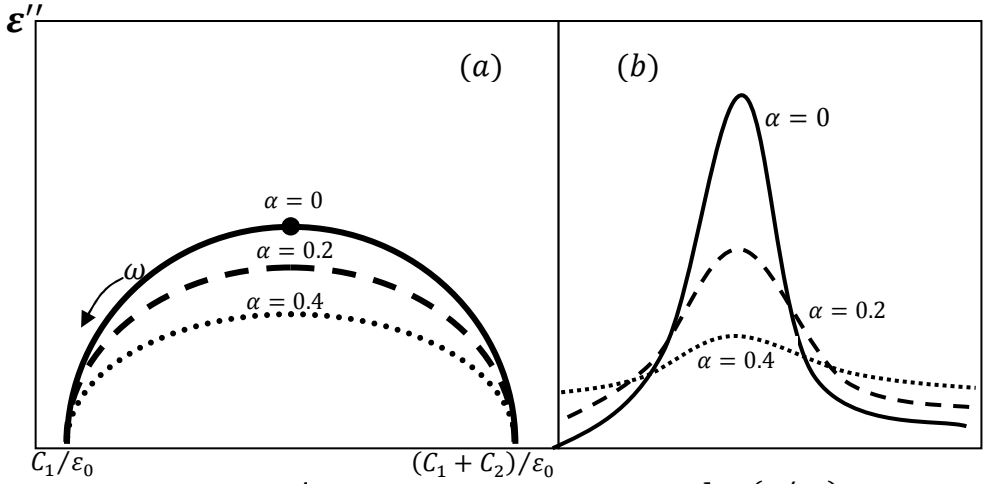

Fig. IV.12: a) diagramme de Cole & Cole, b) effet de l'exposant de l'aplatissement α sur le pic de la partie imaginaire de la constante diélectrique

La distribution logarithmique de Cole et Cole (Eq. IV.16) est symétrique par rapport à la fréquence centrale « temps de relaxation », tandis que certaines distributions de temps de réponse sont asymétriques. Ce phénomène à été mis en évidence par le modèle de Davidson-Cole [20] :

$$\varepsilon - \varepsilon_\infty = \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)}{(1 + j\omega\tau)^\beta} \qquad (0 < \beta < 1) \qquad (IV.18)$$

Cette asymétrie conduit à une déviation d'arc de la courbe $\varepsilon''(\omega) = f(\varepsilon'(\omega))$, il s'agit d'une forme semi-circulaire à basse fréquence, mais asymptotiquement incliné de $(\beta\pi/2)$ pour les fréquences élevées (Fig. IV.12).

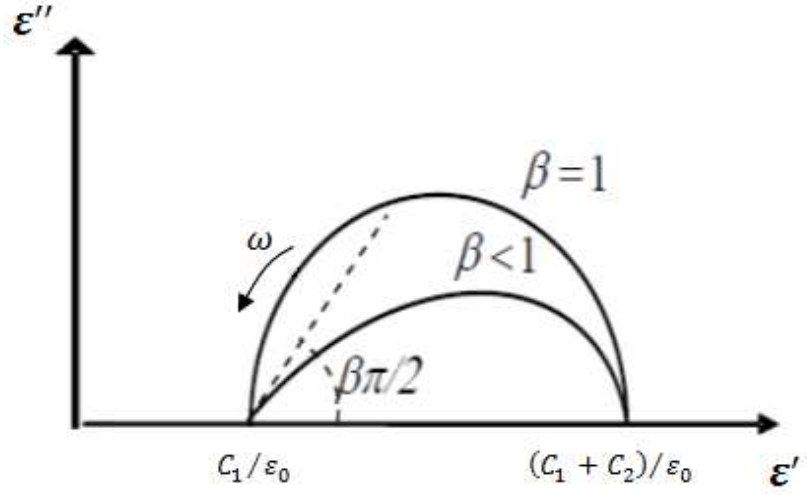

Fig. IV.13: Diagramme de Davidson-Cole.

En 1967, Havirliak et Negami [21] ont proposés une modification expérimentale du modèle initiale de Debye qui tient compte de l'asymétrie et de la dispersion de la courbe diélectrique (aplatissement) au même temps :

$$\varepsilon - \varepsilon_{\infty} = \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty})}{(1 + (j\omega\tau)^{\alpha})^{\beta}} \qquad (IV.19)$$

Cette distribution est générale, car elle reproduit tous les modèles diélectriques :

- Debye : Lorsque $\alpha = 1$ et $\beta = 1$
- Cole et Cole : pour $\beta = 1$ et $\alpha \leq 1$
- Davidson et Cole : quand $\alpha = 1$ et $0 < \beta < 1$

Maintenant, l'interprétation des résultats obtenus de l'expérience serait possible on les comparant avec les modèles diélectriques de base de la littérature.

V. Etude expérimentale :

V.1. Appareillage :

L'étude expérimentale des propriétés diélectrique d'une feuille de végétations a été réalisé au niveau de notre laboratoire « LEPM » par l'utilisation d'un analyseur d'impédance « ALPHA A10 » (Fig. IV.14).

Ce spectromètre d'impédance mesure les différents grandeurs électriques (conductivité, l'impédance, constante diélectrique…) caractérisant le matériau sur une gamme de fréquence allant de 3µHz jusqu'à 1MHz. Et même sur un intervalle de température de [-160, 400 ° C] [23].

Fig. IV.14: Impédance mettre « ALPHA A10 ».

La mesure est effectuée en appliquant une tension **U0** avec une fréquence fixe ω/2 au condensateur d'échantillonnage (Fig. IV.15).**U0** provoquera un courant **I0** à la même fréquence qui doit traverser l'échantillon. Alors, il y aura généralement un déphasage entre le courant et la tension appliquée décrit par l'angle φ.

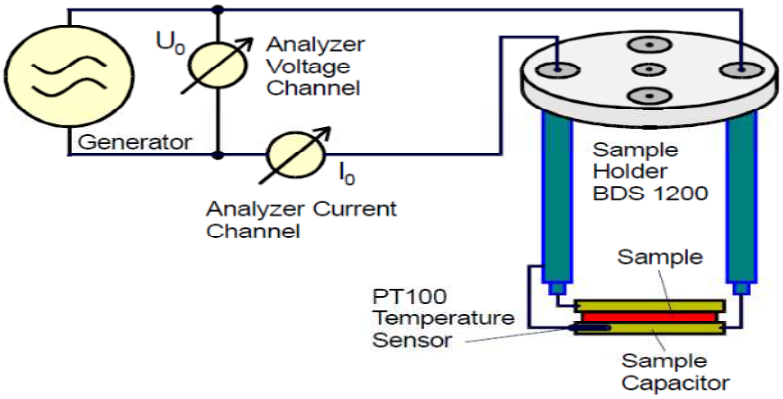

Fig. IV.15: Principe de fonctionnement de l'impédance mettre.

Cet angle de déphasage ainsi le rapport $\boldsymbol{U1/I1}$ (Fig. IV.16), dépend des propriétés électromagnétiques du matériau étudié, ceci favorise l'utilisation de la notation complexe [24]:

$$\begin{cases} U(t) = U_1 \cos(\omega t) = Re(U^* \exp(i\omega t)) \\ U^* = U' + jU'' \\ U' = U_1 \; et \; U'' = 0 \end{cases} \qquad (IV.20)$$

De même le courant sera :

$$\begin{cases} I(t) = I_1 \cos(\omega t + \varphi) = Re(I^* \exp(i\omega t)) \\ I^* = I' + jI'' \\ I' = I_1 \cos(\varphi) \;\; et \; I'' = I_1 \sin(\varphi) \end{cases} \qquad (IV.21)$$

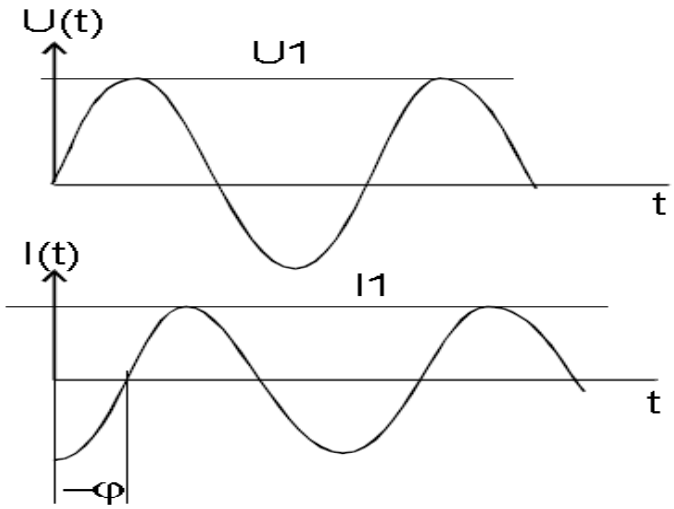

Fig. IV.16: Tension et courant appliqué au borne des électrodes de l'impédance mettre.

Cette analyse nécessite une connaissance des paramètres dimensionnels de l'échantillon et des paramètres de l'étude, ces derniers seront fixés dé le début à l'aide d'une interface sous windows appeler : WinDETA [24] ou l'Alpha GPIB commande set.

Ce logiciel montre directement l'évolution de la mesure, ainsi il enregistre tous les paramètres diélectriques mesurés au cours de l'analyse. Les graphes sont facilement obtenus par cette interface.

V.2. Résultats et discussion :

V.2.A. Moyens de mesure :

Pour une feuille de laurier sauvage (tc=50°C, Fig. IV.17), nous avons examiné la variation de la constante diélectrique pendant trois différentes états de la feuille : sèche, demi-sèche et humide, utilisons un contacte directe avec les électrodes.

Cette expérience a été réalisée au niveau de notre laboratoire (USTO –Algérie 2013-), au mois de Mai.

Fig. IV.17: Feuilles de laurier sauvage.

Le spectre diélectrique obtenue montre que le pic de relaxation de la partie solide est localisé dans les basses fréquences (micro-Hertz) pour tous les états de la végétation, ce que nous n'avons pas pu l'observé en raison du temps long de réponse (de 15 à 280 jours) et en raison des coupures du courant.

Le graphe caractérisant l'évolution de la partie imaginaire du constant diélectrique (Fig. IV.18), montre des pics dans la gamme des micro-Hertz, cela est probablement dû au pic de relaxation de l'eau emmagasiné dans la végétation.

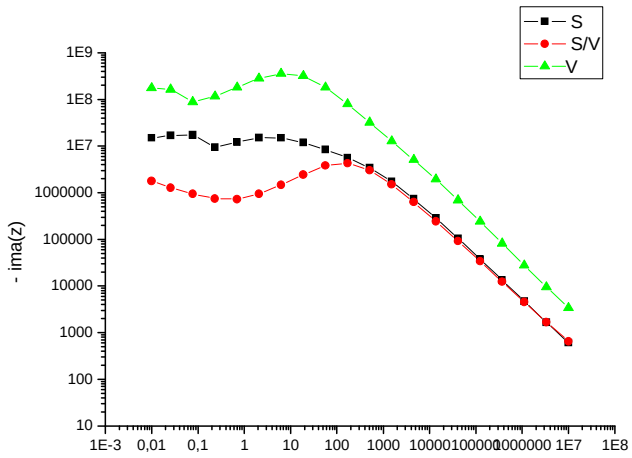

Fig. IV.18: comportement fréquentielle de la partie imaginaire du constant diélectrique d'une feuille de laurier sauvage humide, sèche et demi-sèche.

Vers les hautes fréquences, Un comportement linéaire de la partie imaginaire et constant pour la partie réel (Fig. IV.19) est apparu, ce comportement dû aux effets capacitif de l'aire qui se trouve entre la végétation et l'électrode car sa surface n'est pas homogène

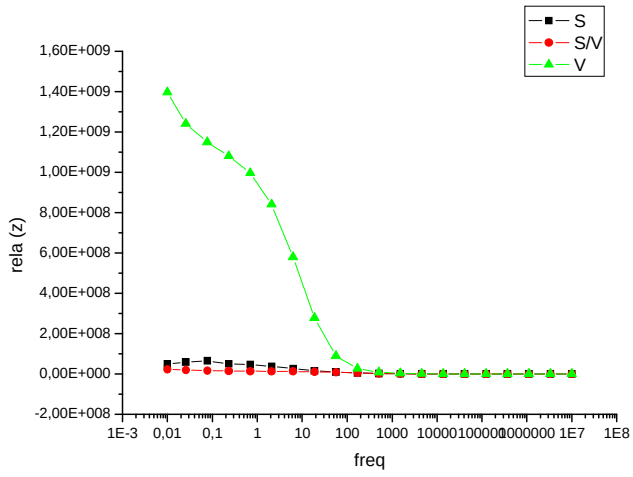

Fig. IV.19: comportement fréquentielle de la partie réelle de la constante diélectrique d'une feuille de laurier sauvage humide, sèche et demi-sèche.

Les résultats obtenus sont fortement influencé par les effets capacitifs de l'air due au contacte directe avec les électrodes. Ceci mène a pensé de couvrir la feuille de végétation par un autre type de matériau qui conserve la structure rugueuse de la feuille, et qu'il conduit bien à l'électricité.

En première étape, nous avons évaporés des particules conductrices sur les deux côtés de la végétation (Spoutering effect), cette méthode a été trouvé inutile car les particules conductrices peuvent former des liens en raison de faible épaisseur de la végétation. Alors, la feuille végétale sera équivalant à un conducteur et le spectre de relaxation sera équivalant à un spectre d'un matériau conducteur.

La deuxième hypothèse qu'on a réalisé (Allemagne 2010), est d'inséré un polymère conducteur de faible dimension entre la végétation et les électrodes (Fig. IV.20).

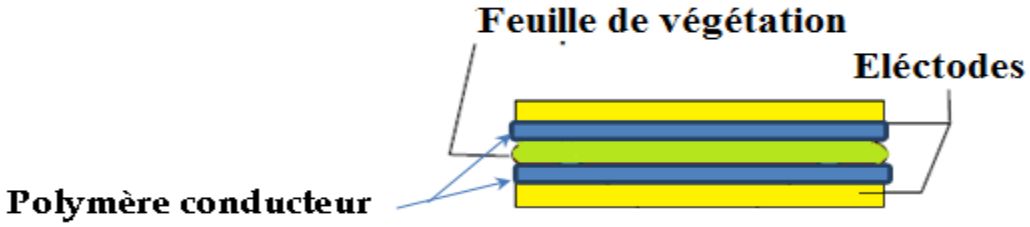

Fig. IV.20: Procédures de mesures avec le Polymère conducteur

Ce polymère conducteur assure la conservation de l'état de végétation -contrairement à l'évaporation des particules conductrices-, mais il emmagasine la quantité de l'eau évaporé par la végétation au cours de l'analyse. Ceci à été démontré par des analyses sur une feuille de l'olive soumis à des températures élevé (150°C) en séparant ces analyses par un temps de relaxation (Fig. IV.21) i.e. en attend un période de temps entre une analyse et une autre.

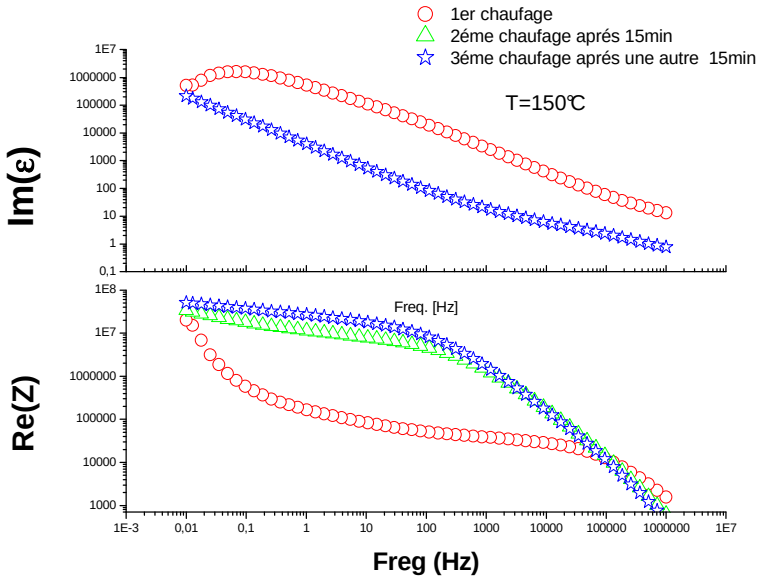

Fig. IV.21: Spectre de la partie imaginaire du constant diélectrique (a) et de la partie réelle de l'impédance (b)

A partir de ce graphe nous remarquons que les résultats obtenue aprés la deuxième étape de relaxation est le même qu'on a trouvé après la première cela due à l'eau emmagasiné au niveau de polymère conducteur.

Maintenant, nous pensons à couvrir la végétation par une peinture conductrice (laque d'argent), car elle conserve très bien la forme rugueuse de la surface de végétation et présente une très faible épaisseur (couche mince). Mais ce que nous avons remarqué qu'à certaine température élevé, la laque d'argent peut pénétrer dans la végétation induisant un ensemble de réactions chimiques qui modifie la structure de la feuille et perturbe le spectre diélectrique.

D'autre part, nous avons eux beaucoup de difficultés à interpréter les résultats obtenus surtout concernant le pic de relaxation d'eau. Pour résolus ce problème, nous avons discuté avec Mr. ***Manuel Pedro Fernandes Graça*** professeur chercheur au laboratoire des matériaux non cristallines à l'université d'Aveiro –Portugal- sur ces résultats et sur l'application de la spectroscopie diélectrique sur les espèces végétales dans le cadre d'un stage.

Il s'est avéré que les résultats obtenus en Algérie présentent un problème de calibration de l'appareillage. En outre, les résultats obtenus en Allemagne ne couvrent pas la gamme de fréquence caractérisant la végétation ; les pics observés sont dus à la réponse diélectrique du polymère conducteur et pas de la végétation.

La réponse diélectrique de la feuille de végétation est très faible par rapport la réponse du polymère, ceci est bien illustré dans le graphe du modulus, ce paramètre inverse les effets (ce qui est petit sera grand) :

$$M^* = \frac{1}{\varepsilon^*} \qquad (IV.22)$$

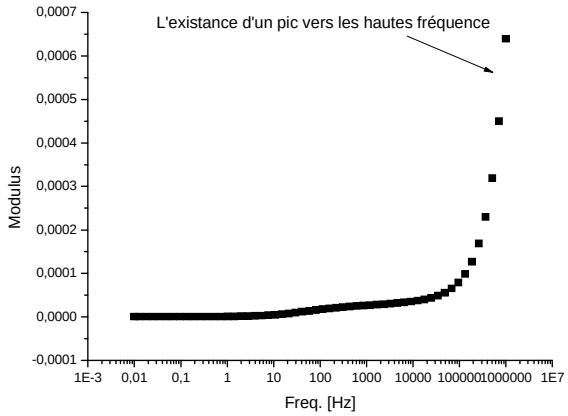

Fig. IV.22: le modulus de la réponse diélectrique de la végétation avec polymère conducteur.

Ces résultats incomplètes mène nous à réalisé d'autres expériences (nouvelles) afin de comprendre mieux le comportement d'eau confiné dans la feuille de végétation au point critique des transitions de phase (Glass-Liquide/ Liquide-Gaz).

V.2.B. Échantillonnage :

Dans cette étude nous avons utilisé des feuilles de Laurie Sauvage, elles sont de très faible épaisseur (≈ 2.10 E-04 m) et de très grande asymétrie dans la répartition des lignes de transmission sur la surface. De plus, elles présentent une certaine rugosité sur l'interface superficielle qui permet la présence d'air entre la végétation et les électrodes du spectromètre.

Ce problème peut être résolu on utilisant des échantillons de très faible surface comme dans notre cas la surface globale de l'échantillon est de l'ordre de 7.85 E-05 m^2. Ceci assure l'élimination maximale d'air entre les électrodes du spectromètre et l'échantillon.

Alors, la forme la plus appropriable d'échantillon est un disc de rayon 1.00 E-02 m et d'une épaisseur de 2.10 E-04 m.

L'état biologique de la feuille de Laurie est différent durant ce travaille, nous avons choisies 2 feuilles vivante en même états d'humidité (fraiche), l'une de ces feuilles est mis dans un dessiccateur (fig. 23a) pendant 7 jours pour éliminé l'eau (séché) (fig. 23b).

Fig. IV.23 : a) le dessiccateur utilisé, **b)** l'état de la feuille après dessiccation

Les deux autres types de l'échantillon se distinguent dans l'endroit de la coupure d'échantillon, le 1er est aux bornes de la feuille (juste des fines vaisseaux) Fig. 24a, le second type est au centre de la feuille (le grand vaisseau) Fig. 24b. Ceci présente une diversité dans la quantité d'eau confiné dans la feuille de végétation.

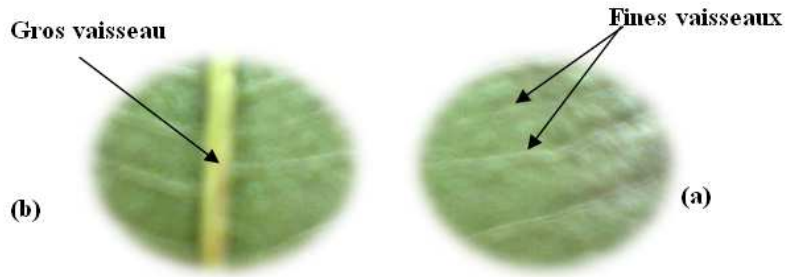

Fig. IV.24 : a) échantillon avec des fines vaisseaux, **b)** échantillon avec le gros vaisseau

V.2.C. Porte échantillon :

Le porte d'échantillon est de forme circulaire, il est constitué de deux interfaces conductrices « électrodes », la partie inferieur du porte échantillon est constitué d'un disc de même taille que l'échantillon entouré par un anneau de téflon pour assuré une meilleur connexion entre les électrodes, l'autre partie est simplement un disc conducteur d'une surface égale à la surface globale du disc conducteur et l'anneau du téflon (Fig. IV.25).

Les deux électrodes sont reliées entre eux directement par des vices, de plus ils sont connectées aux thermocouples du l'enceint qui sont également reliées aux carneaux coaxiales du spectromètre pour détecté l'évolution diélectrique de la végétation (Fig. IV.25).

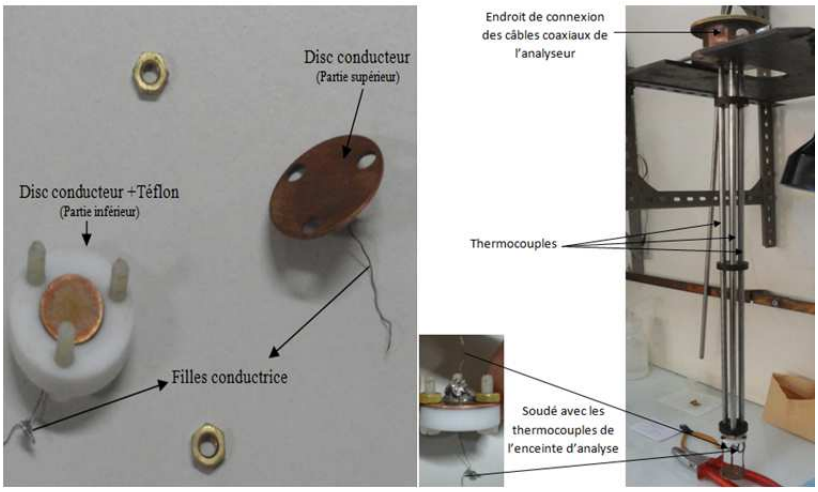

Fig. IV.25 : Porte échantillon de la spectroscopie d'impédance

V.2.D. Expérience et résultats:

La caractérisation hydrique d'un espace végétale nécessite la compréhension du comportement d'eau confiné aux différents points critiques tel que la congélation (0°C) et l'évaporation (100°C). Dans ce cadre nous avons réalisés plusieurs expériences à vide sur plusieurs cycles de température allant de -50°C jusqu'à 150°C et sur une gamme de fréquence de 100Hz à 1MHz

V.2.D.a. Appareillage :

Les mesures diélectriques de la végétation ont été réalisés à l'aide d'un analyseur d'impédance mètre relier à un système d'évacuation d'air (pompe à vide) et un autre système d'isolation thermique (IV.26).

Fig. IV.26 : Analyseur de la spectroscopie d'impédance

Le système d'évacuation d'air assure le vide qui est essentielle dans toutes les mesures spectroscopiques, afin d'assuré une meilleur hydratation surfacique d'échantillon on éliminant le maximum d'humidité de l'enceinte d'échantillon. Cependant le système d'isolation thermique permet l'augmentation de la température sans avoir des échanges avec le milieu extérieur.

Ce système est composé de deux cellules coaxiales du verre trempées dans un bain d'azote liquide (77.3°K) Fig. IV.27, les deux cellules sont séparées entre eux par un espace creux qu'on remplit initialement par l'hélium « He » qui est un bon conducteur de la chaleur il permet le transfère de chaleur de l'azote liquide vers la cellule contenant l'échantillon afin de baiser la température (Fig. IV.27).

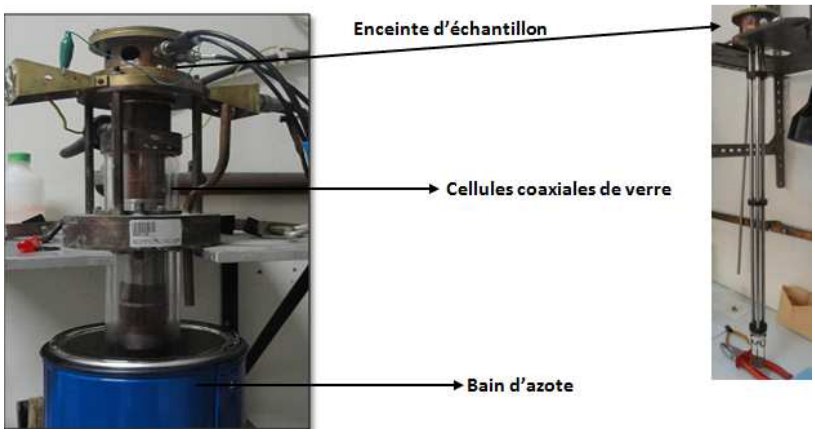

Fig. IV.27: Le système thermique de l'impédance mètre

Une fois qu'on atteint la température minimale voulus ont met le vide entre les deux cellules coaxiales (remplacer l'hélium par le vide) pour assuré une meilleur isolation thermique avec le milieu extérieur. Tandis que la cellule contenant l'échantillon est totalement remplis par l'hélium afin d'assuré une très bonne répartition de la chaleur en plus He est un gaz inerte il n'influe plus sur l'échantillon.

Cette dernière cellule contient deux résistances blindées parallèles Fig. IV.28, elles sont responsables de l'augmentation de la température de l'échantillon lors du passage d'un courant électrique, de plus la forme blindée de la résistance élimine tous phénomène magnétique.

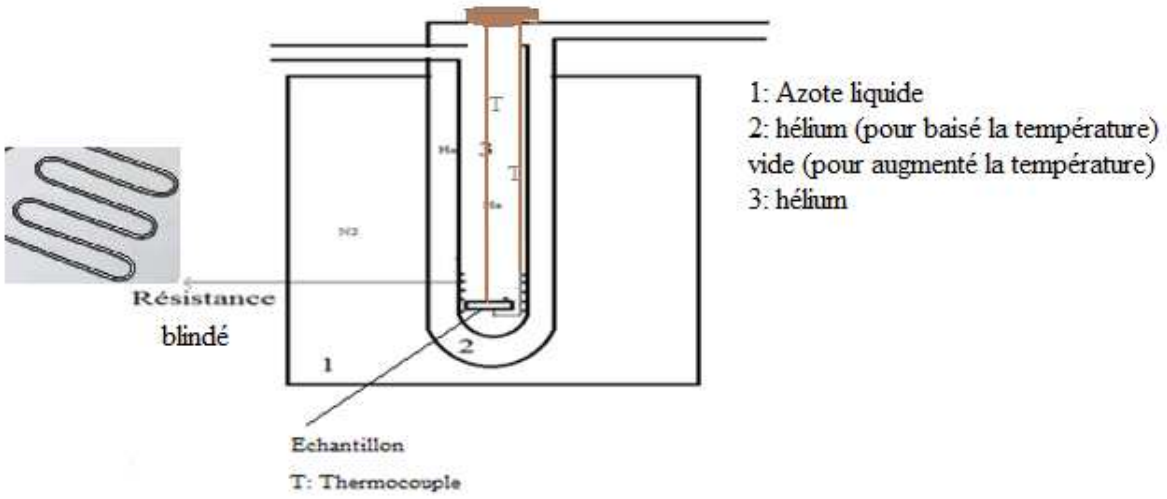

Fig. IV.28: constitution du système thermique de l'impédance mètre

Cette dernière cellule porte l'enceinte d'échantillon qui est également relier a des thermocouples (2 où 4) pour suivre l'évolution d0'échantillon au cours de son dégradation thermique.

V.2.D.b. <u>Principe de mesure et résultats</u>:

Initialement, nous avons augmentés la température de -50°C à 150°C pour un échantillon humide durant un seul cycle de température, l'augmentation de la température se fait par un pas de 5°C définie à l'aide d'un régulateur (correcteur) PID « proportionnel intégral dérivé » Fig. IV.29a

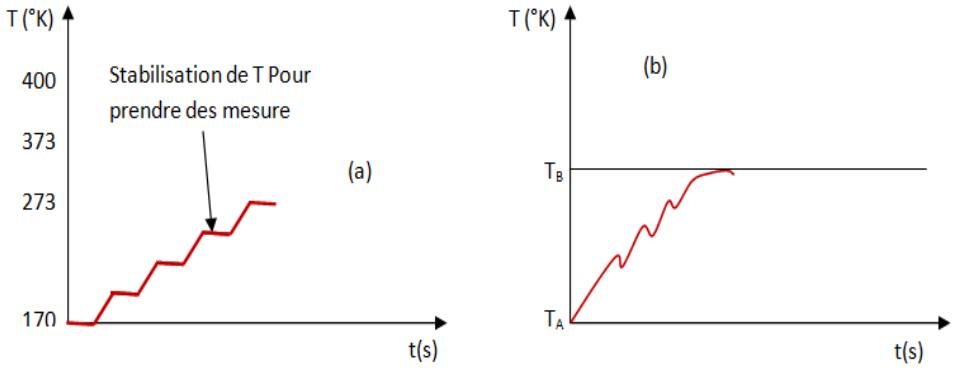

Fig. IV.29 : système d'augmentation de la température

(a) palier des mesures **(b)** le pas de mesure

Ce correcteur de contrôle permet d'effectuer une régularisation en boucle fermée d'une grandeur physique « température » d'un système ou procédé industriel, il assure l'atteinte de la température critique voulue sans l'avoir dépassé (élimine le risque de dépasser la température critique de changement de phase) Fig. IV.29b.

A chaque étape de température l'analyseur spectral fait des mesures sur toutes les grandeurs diélectriques de l'échantillon sur une gamme de fréquence de 100Hz vers 1MHz. Le résultat obtenu montre l'existence d'une fréquence de relaxation qui se décale vers les hautes fréquences lorsqu'on augmente la température.

A cette fréquence caractéristique la conductivité électrique est maximale, cela preuve l'existence de quantité d'eau confiné à l'intérieur de la feuille de végétation. Cette quantité diminue lorsqu'on applique plusieurs cycles de température sur le même échantillon Fig. IV.30.

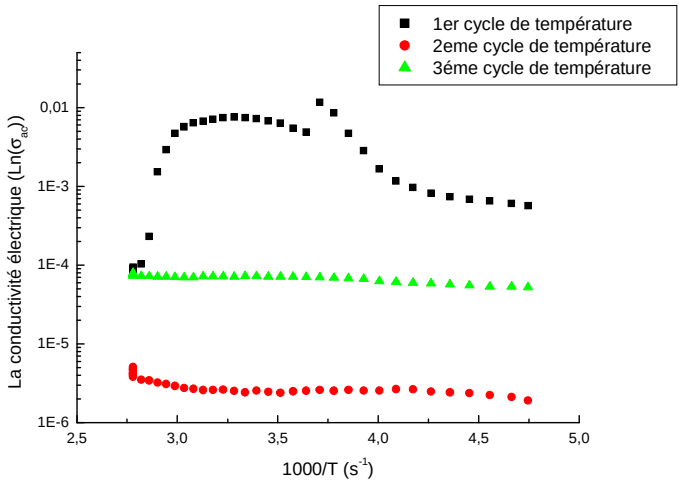

Fig. IV.30: la conductivité électrique aux cours des cycles de température

En fait, la diminution de la quantité d'eau n'est pas parfaite lorsque l'hydratation de la végétation est faible (entre le 2^{éme} et 3^{éme} cycle), cela revient probablement aux changements des conditions initiales de mesure, ce changement est due à l'épaisseur d'échantillon qui diminue lors de la perte d'eau.

En outre, la réponse diélectrique de la feuille végétale montre l'existence d'une fréquence de relaxation qui se décale en fonction de la température (Fig. IV.31)

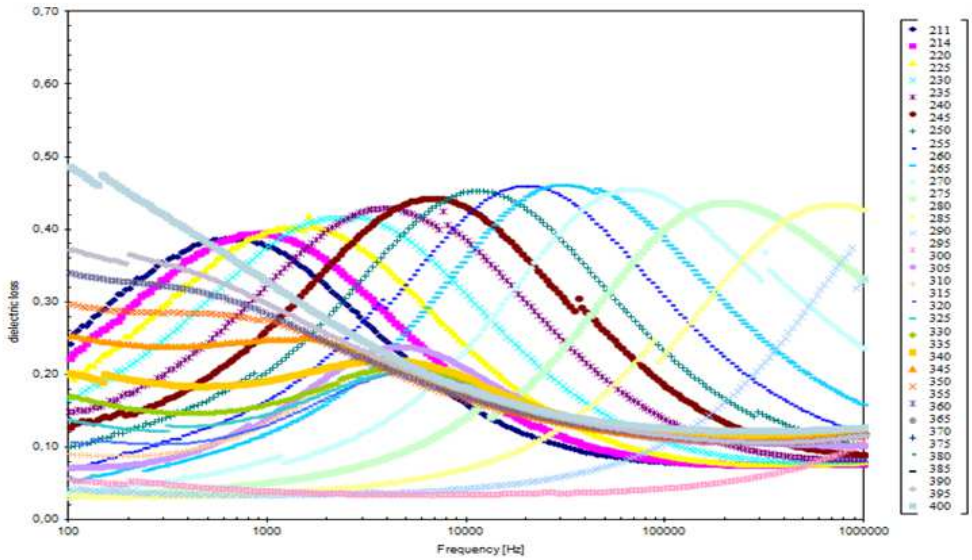

Fig. IV.31 : fréquence de relaxation en fonction de différente température

Cet ensemble des fréquences de relaxation se distinct en deux principale partie selon l'état d'eau confiné dans la végétation. En fait, lorsqu'on se limite à la transition Glass-Liquide, les fréquences de relaxation sont entre 100Hz et 1MHz (crois avec la température). Cependant, lorsque les températures sont suffisamment élevé (transition Liquide-Gaz) les pics de relaxation se décalent vers les bases fréquences voir Fig. IV.31. Le passage d'une transition à une autre se fait après une stabilisation de fréquence de relaxation pendant un intervalle de température de 15°C (température ambiante) voir Fig. VI.32.

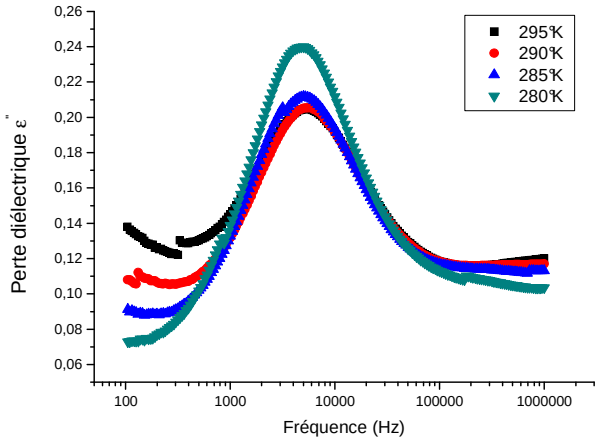

Fig. IV.32 : stabilisation de la fréquence de relaxation durant T= [280-295]

Cette dépendance de la fréquence et la température définie une nouvelle grandeur caractéristique de la transition de phase; c'est l'énergie d'activation de la transition. Donc, chacune des transitions est caractérisé par une énergie donné par :

$$f \approx f_0 e^{-E_a/K_B T} \Rightarrow E_a = -K_B T \ln(\frac{f}{f_0}) \qquad (IV.23)$$

Cette énergie est le seuil critique énergétique de passage d'une phase à une autre, donc l'énergie d'activation de la phase liquide est déterminé dans la gamme de température de [-60 à 15°C] voir Fig. IV. 33a. cependant, pour des températures allant de 60°C à 130°C, on obtient l'énergie d'activation de la phase gazeuse d'eau (Fig. IV. 33b).

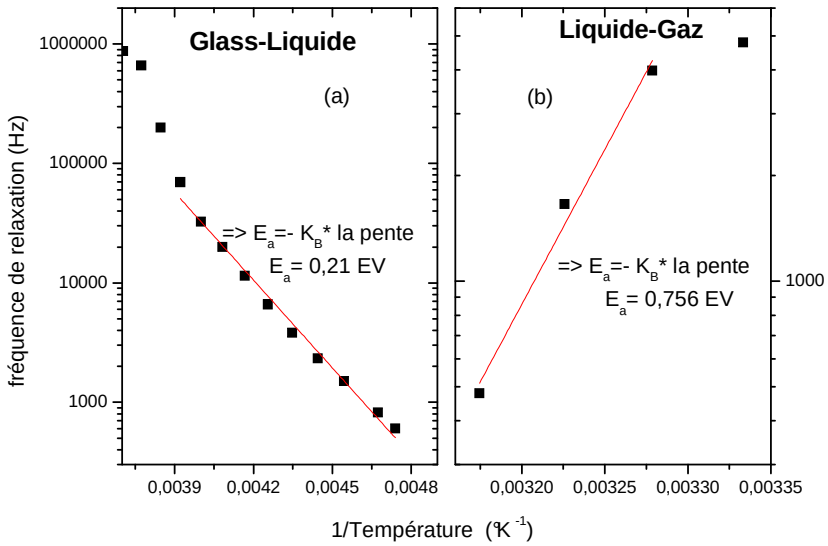

Fig. IV.33 : Energie d'activation des transitions de phase **(a)** Glass-Liquide **(b)** Liquide-Gaz.

Cette résultat est très importante car elle facilite le moyen de détermination de l'énergie d'allumage, il suffit juste d'augmenté la température de mesure à très haute valeur. Ceci sera prochainement possible au niveau de notre laboratoire LEPM, par l'utilisation du four thermique qui peut atteindre des températures plus que 1200°C.

En fait, lors d'un incendie les espèces végétation émettent des gaz inflammable (Terpène) lorsqu'elle reçoit des quantités considérables de chaleur, ces gaz sont explosifs et très dangereux surtouts dans le cas les collines (embrassement généralisé). D'où la nécessité d'étudier le point d'allumage et de le caractériser.

La détermination de cette énergie d'inflammation nécessite un appareillage qui bascule les bases fréquence (milli Hertz). Car, après l'évaporation d'eau la partie dominante dans la feuille de végétation sera le solide, ceci est très sensible aux bases fréquences (voir Fig. IV.34).

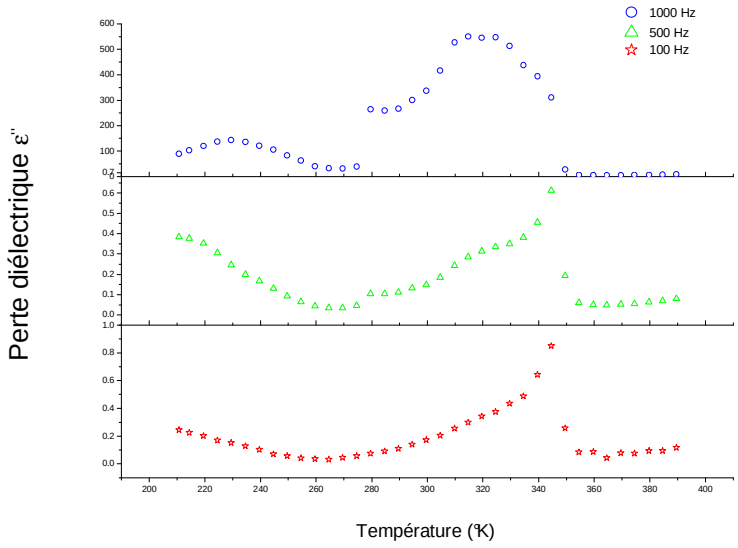

Fig. IV. 34 : la perte diélectrique de la feuille de végétation pour des bases fréquences.

Ceci justifie l'utilité d'étudie la réponse diélectrique des espèces végétales à bases fréquence pour caractérisé le phénomène de la pyrolyse, de plus cette proposition est totalement confirmé lorsqu'on à analysé une végétation très sèche (12 jours dans le dessiccateur); où nous n'avons pas pus observé les pics de relaxation par notre appareillage (Portugal) car elles se situent dans les bases fréquences (Fig. IV.35)

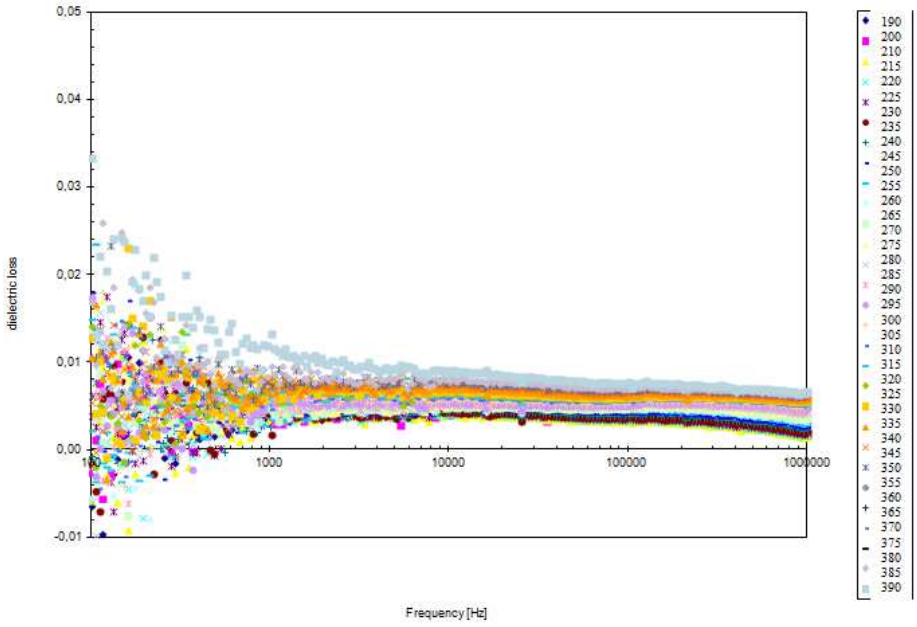

Fig. IV.35 : perte diélectrique d'une végétation sèche (12 jours dans le dessiccateur)

Cette sensibilité des parties solide et liquide de la feuille de végétation aux bases et hautes fréquences respectivement (Fig. IV.36), permet de quantifie la quantité d'eau emmagasiné dans la feuille végétale on analysant la variation des pics de relaxation par rapport à une mesure référence de la sensibilité d'eau à la température et la fréquence.

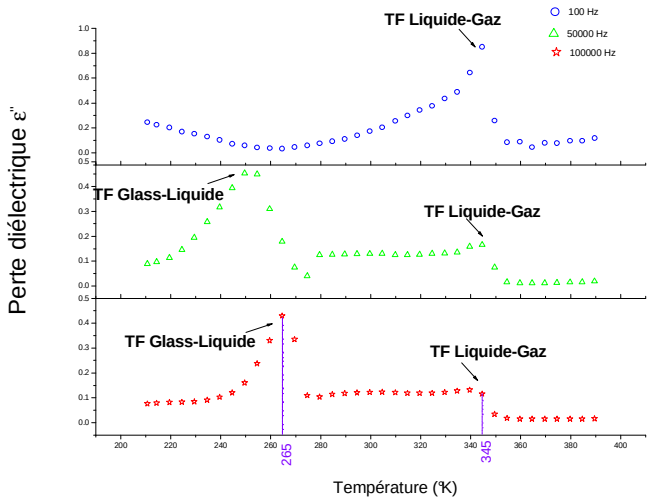

Fig. IV.36 : sensibilité de la réponse diélectrique de la phase solide et vapeur à la fréquence

A très haute fréquence (1MHz) –voir Fig. IV.36-, la réponse diélectrique de la partie liquide de la végétation est très sensible, où on remarque la présente de deux pics correspondant au passage d'eau d'une phase à l'autre.

Le premier pic correspond au passage de l'état glass à l'état liquide, ceci est observé à une température (-13°C) minimale que 0°C. De même, la phase d'évaporation présente une réponse à une température (72°C) inférieure à 100°C. Ce déphasage de température est probablement dû à des interactions chimiques entre les cellules internes de la feuille lors d'une augmentation de température.

Donc, on peut dire que la feuille de végétation est simplement un composite de partie solide et liquide; la partie liquide est totalement sensible à très hautes fréquence. Cependant, la sensibilité de la partie solide est à base fréquence ce qui est intéressant pour l'étude de la pyrolyse et le processus d'inflammation.

Sachant que l'eau est très sensible a haute fréquence, et puisque la surface de la feuille de végétation est rugueuse et asymétrique nous avons réalisé des mesures micro-onde sur une cavité résonante de fréquence 2.7GHz.

Cette étude nécessite une mesure référence qui est dans notre cas le téflon, ce matériaux est très stable, il présente une permittivité électrique réelle de l'ordre de 2.1 tandis que la partie imaginaire est de 0.02%.

V.2.E. Spectroscopie micro-onde :

Le système utilise une cavité résonante de longueur y=340.50mm, largueur x=86.35mm et de hauteur h=43.23mm, relié à un système d'acquisition des signaux fréquentiel au niveau d'ordinateur (Fig. IV.37). La perturbation sur l'intensité du signale émit par la cavité (2.7 GHz) forme une courbe de Lorentz qui donne des informations sur la fréquence de relaxation de l'échantillon et par conséquent sur la constante diélectrique du matériau étudier.

Fig. IV.37 : Appareillage micro-onde

La cavité résonante permet des mesures transversales et perpendiculaires sur le matériau, en raison de l'asymétrie de la feuille de végétation nous avons fait deux mesure différent (transversale et perpendiculaire), nous avons remarque que cette asymétrie n'influe pas sur l'intensité du signale acquis donc la perturbation est essentiellement due à la présence d'eau et pas sur la structure asymétrique de la feuille.

V.2.E.a. Principe de mesure et résultats:

Initialement, nous avons mesuré l'intensité du signale reçus par la cavité résonante sans avoir aucun échantillon (vide) ceci est nécessaire pour déterminer l'écart fréquentielle intervenant sur le signale à vide (Fig. IV.38 a).

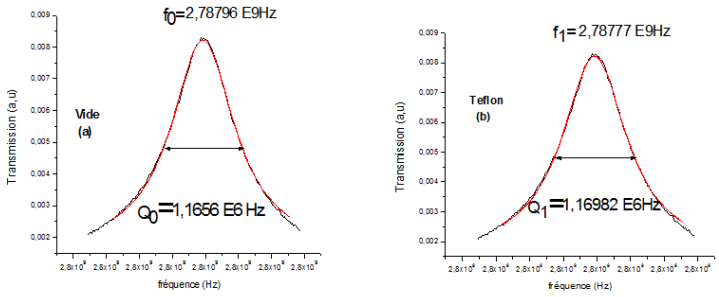

Fig. IV.38 : Courbe de Lorentz pour des mesures micro-onde **(a)** vide **(b)** Téflon

Comme nous avons mentionné précédemment, cette étude nécessite une mesure référence, donc nous avons mesuré l'intensité reçus par la cavité contenant le Téflon Fig. IV.38b (porte échantillon). Puis sur un ensemble d'échantillon à différentes états hydrique, nous avons mesuré l'intensité requis par cet ensemble.

Les intensités mesurées permettent de déduire les parties imaginaire et réelle du constant diélectrique de la végétation, la détermination de ces parties nécessite la connaissance des fréquences centrales et des largueurs des courbes de Lorentz obtenues pour chaque mesure Fig. IV.39.

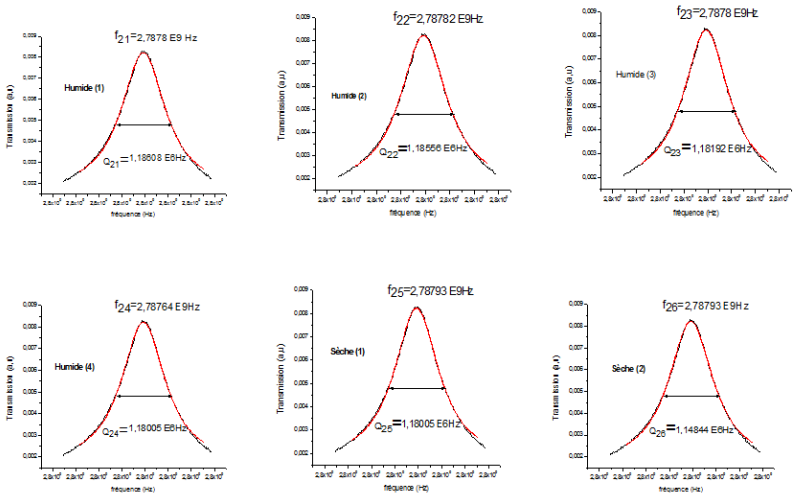

Fig. IV.39 : Courbe de Lorentz pour différentes états hydrique de la feuille de végétation

Le tableau suivant rassemble tous les fréquences centrales obtenues ainsi les différents largueurs des pics obtenus :

Cellule	Fréquence Central f_c	Largeur du pic Q_c
Vide	2.78796 E9 ± 1097.28	1.1656 E6 ±7686.03367
Téflon	2.78777 E9 ± 1137.248	1.16982 E6 ±8690.07511
Humide 1 *(fines nerves)*	2.7878 E9 ± 1084.677	1.17149 E6 ±8871.46934
Humide 2 *(fines nerves)*	2.78782 E9 ± 1204.6145	1.18556 E6 ±9073.3641
Humide 3 *(fines nerves)*	2.7878 E9 ± 1157.07703	1.18192 E6 ±8330.93285
Humide 4 *(gros nerves)*	2.78764 E9 ± 1041.7647	1.18005 E6 ±9113.22932
Sèche 1 *(fines nerves+ dessiccation 7jours)*	2.78793 E9 ± 1100.4037	1.14844 E6 ±8536.61454
Sèche 2 *(fines nerves+ dessiccation 7jours)*	2.78793 E9 ± 1027.8583	1.14637 E6 ± 7948.0309

Tab. IV.1 : Les fréquences centrales et largueurs des pics de Lorentz obtenue après une mesure micro-onde

Donc, pour mesurer la permittivité complexe, nous avons utilisés la méthode de la cavité résonante [25-26]. Où on mesure l'évolution de la fréquence de résonance de la cavité, provoquée par l'insertion de l'échantillon à l'intérieur de la cavité $\Delta f = f_{ech} - f_0$, et la variation de l'inverse du facteur de qualité de la cavité $\frac{1}{\Delta Q} = (\frac{1}{Q_{ech}} - \frac{1}{Q_0})$.

On se limitant à l'ordre 1 du champ électrique causé par l'échantillon [27], Les relations de résonance permettant l'obtention des parties réelle et imaginaire de la permittivité électrique sont données par [28]:

$$\varepsilon' = K\frac{\Delta f}{f_0}\frac{V}{v} + 1 \qquad (IV.24)$$

$$\varepsilon'' = \frac{K}{2}\Delta\left(\frac{1}{Q}\right)\frac{V}{v} \qquad (IV.25)$$

Etant que : K : Facteur de polarisation qui dépend de la géométrie.

V : Volume de la cavité

v : Volume de l'échantillon.

f_0 : Fréquence de résonnance de la cavité (à vide).

Appliquant les relations (24) et (25) sur le téflon et la feuille de végétation on aura les égalités suivantes :

$$\varepsilon'_{Tef} = K\frac{\Delta f_1}{f_0}\frac{V}{v_{Tef}} + 1, \qquad \varepsilon''_{Tef} = \frac{K}{2}\left(\frac{1}{\Delta Q_1}\right)\frac{V}{v_{Tef}} \qquad (IV.26)$$

$$\varepsilon'_{éch} = K\frac{\Delta f_2}{f_0}\frac{V}{v_{éch}} + 1, \qquad \varepsilon''_{éch} = \frac{K}{2}\left(\frac{1}{\Delta Q_2}\right)\frac{V}{v_{éch}} \qquad (IV.27)$$

Et puisque la dimension de l'échantillon et de même ordre que le disc de référence de Téflon utilisé ($\frac{v_{éch}}{v_{Tef}} \cong 1$), on peut calculer le rapport entre les parties imaginaires et réelles du téflon et de la végétation, et on obtient :

$$\frac{\varepsilon'_{Tef} - 1}{\varepsilon'_{éch} - 1} = \frac{\Delta f_1}{\Delta f_2} \Rightarrow \varepsilon'_{éch} = \left(\frac{\Delta f_2}{\Delta f_1}\left(\varepsilon'_{Tef} - 1\right)\right) + 1 \qquad (IV.28)$$

De même, la partie imaginaire sera :

$$\frac{\varepsilon''_{Tef}}{\varepsilon''_{ech}} = \frac{\left(\frac{1}{\Delta Q_2}\right)}{\left(\frac{1}{\Delta Q_1}\right)} \Rightarrow \varepsilon'_{ech} = \varepsilon'_{Tef}\frac{\left(\frac{1}{\Delta Q_2}\right)}{\left(\frac{1}{\Delta Q_1}\right)} \qquad (IV.29)$$

Les résultats obtenus, sont donné dans le tableau suivant :

Cellule	$\boldsymbol{\varepsilon'}$	$\boldsymbol{\varepsilon''}$
Humide 1 *(fines nerves)*	1.768421053	0.0025
Humide 2 *(fines nerves)*	1.54768421	0.0075
Humide 3 *(fines nerves)*	1.768421053	0.0065
Humide 4 *(gros nerves)*	3.536842105	0.429
Séché 1 *(fines nerves+ dessiccation 7jours)*	0.331578947	0.006
Séché 1 *(fines nerves+ dessiccation 7jours)*	0.331578947	0.0065

Tab. IV.2 : Les parties réelle et imaginaire de la constante diélectrique d'une feuille de végétation

Nous avons remarqué que la quantité d'eau influe sur le la valeur de la permittivité complexe malgré que le changement de la conductivité électrique est bref. Ceci est bien illustré dans le cas d'échantillon 4 ou nous avons remarqué que les pics de l'échantillon et celle de la cavité se décale largement (ε''≈0.4) à cause des grandes quantités d'eau emmagasiné dans les nerves.

Conclusion :

La spectroscopie d'impédance est une méthode de caractérisation non destructive relativement nouvelle (après la 2eme guerre mondiale) et puissante. Elle caractérise la plupart des propriétés électriques des matériaux et leurs interfaces avec les électrodes conductrices électroniquement. Elle peut être utilisée pour étudier la dynamique des charges liées ou mobiles dans toutes les régions où seulement dans la région d'interface de n'importe quel type de matière solide ou liquide.

En outre, elle peut être utilisée dans l'étude de phénomènes de percolation (TF d'Anderson) dans les matériaux composite, et les analyse de qualité pour les produits de construction (Ciment) et les produits pharmaceutiques (expiration).

Dans ce chapitre, **N**ous avons utilisé cette technique dans la caractérisation de la végétation (laurier) afin d'évaluer notre modélisation de feu de forêt.

Nos expériences au laboratoire (LEPM) sont mal calibrées, alors il est nécessaire de refaire ces expériences à différente température et par un porte échantillon adéquat (même que nous avons utilisé dans le stage).

La réponse diélectrique de la feuille de végétation montre l'existence une sensibilité d'eau a haute fréquence, et une autre a base fréquence qui correspond a la partie solide. Cette sensibilité est la plus importante dans notre simulation de feu.

Donc, l'objectif à atteindre prochainement « Inchaa Allah » est de décelé la relaxation de la matière solide de la feuille de végétation, afin de tirer des informations sur leur dégradation thermique et par conséquent le processus d'inflammation.

Référence:

01. V. Babrauskas, Interflam, **71**(2001) 88
02. X. Déglise, A. Dennot, Technique de l'ingénieur, BE 8535 (2004).
03. O. M. Bucci, G. Cortucci, G. Franceschetti, C. Savarese and R. Tiberie , IEEE Trans. on Inst. and meas, **IM 21-3**(1972) 237-243.
04. A. J. Delaney and S. A. Arcone, IEEE Trans. on Geosc. and Remote Sensing, **GE-22-5**(1984) 428-430
05. D. Saluel, Rapport de DEA, LTHE, INPG, (1995)
06. L. Zekri, R. Bouamrane and N.Zekri, J.Phys.A: Math. Gen. **12** (2000) 283
07. O. Harrouz, Analyse de la relaxation dans les espèces végétales à différente températures à partir des spectres diélectriques (USTO 2013)
08. T.J. Heimovaara, Water res. Research **30-2**(1994) 189-199
09. L. Durandet., Aide à la conception de plantation de végétaux, Université d'Angers, (2003).
10. J. E. B. Randles, Faraday Soc, **1(1947)** 11-19
11. D.Armstrong, M. F. Bell, and A. A. Metcalfe, Chemical Society Specialist Periodical Reports, **6**(1978) 98-127
12. J. Ross Macdonald, "impedance spectroscopy: theory, experiment and application 2nd edition", Wiley Interscience (2005).
13. A.R Varlan, W. Sansen, Electro- and Magnetobiology, **15**(1996) 213-227
14. M.I.N. Zhang, J.H.M. Willison, Journal of Experimental Botany **42(244)**(1991) 1465–1475 (
15. M.I.N. Zhang, T. Repo, J.H.M. Willison, S. Sutinen, European Biophysics journal **24**(1995) 99–106.
16. P. Debye, "Polar molecules", Chemical Catalogue Company, New York, p. 94
17. J. G. Kirkwood et R. M. Fuoss, Electrochim, Acta, **32**(1941) 1619-1629
18. J. R. Macdonald et M. K. Barchman, Rev. Mod. Phys. **28**(1956) 393-422
19. K. S. Cole et R. H. Cole, J. Chem. Phys. **9**(1941) 341-351
20. R. R. Nigmatullin, YA. E. Ryabov, Pys of Solid State , **39**(1997) 87-90
21. S. Havriliak, S. Negami, Polymer, **8**(1967) 161–210
22. Y.Mizukami, D.Sawai and Y. Yamaguchi, tea research j. **100**(2005) 21-28
23. Alpha-A High Resolution Dielectric, Conductivity, Impedance and Gain Phase, Modular Measurement System USER's Manual
24. WinDETA 5.69 Owner's Manual
25. F. Henry, Ph.D. thesis, University of Paris, 1982.
26. K.P. Thakur and W.S. Holmes, IEEE Trans Microwave Theory Tech 49 (2001), 1129.

27. M. Sucher and J. Fox, Handbook of microwave measurements, vol. II Polytecnic Institute Brooklyn, 1990, p. 189.

28. L. C. Costa,1 S. Devesa,1 P. Andre´ ,1,2 F. Henry3 MICROWAVE AND OPTICAL TECHNOLOGY LETTERS / Vol. 46, No. 1, July 5 2005

Annexe

Théorie diélectrique des matériaux

A cet annexe, nous exposons les fondamentaux de la théorie diélectriques des matériaux, en illustrant les différents propriétés électriques produisant et caractérisant cette théorie.

I. Introduction :

Durant cette dernière décennie, la technologie optoélectronique a pris une grande partie dans l'industrie satellitaire, arienne, et même télécommunications, cette innovation majeure revient au développement des matériaux composites. Ce mélange de matériaux induit un grand changement aux propriétés originales (structural, mécanique et optique) du matériau brut.

La caractéristique effective des ces composites dépend des propriétés physiques de ses constituants, de la micro géométrie de ce système hétérogène et même de type d'excitation appliquer.

Donc, lors d'une excitation électromagnétique l'ensemble des charges libres du système se déplacent suivant l'action du champ électrique appliqué, c'est le phénomène de transport. Cependant les charges liées se polarisent en présentant un dipôle permanent ou induit.

Cette polarisation conduit à un phénomène de relaxation qui dépend des propriétés diélectriques du matériau.

II. Propriétés diélectriques des matériaux

Lors d'un signale électromagnétique, la capacité d'un tel matériau à répondre à ce signale est différente, elle est exprimé en générale par l'évolution de certains grandeurs physiques caractérisant le système tel que : la conductivité et la permittivité électrique, la susceptibilité et la perméabilité magnétique…

Donc selon ces propriétés diélectriques, nous pouvons distinguer le type du matériau : métal ou bien isolant :

II.1. Les métaux :

Les métaux (conducteurs) sont des matériaux dont les électrons libres sont en très grand nombre, ils satisfont généralement l'hypothèse statistique de Fermi-Dirac, et ils obéissent à la loi d'Ohm lors d'une excitation électromagnétique :

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \qquad (AI.01)$$

Ces corps conducteur de l'électricité, et de la chaleur, sont généralement malléable, ductile et réfléchissant la lumière. Ils présentent des diverses propriétés magnétiques tel que : paramagnétisme, ferromagnétisme (fer, nickel), antiferromagnétisme (cobalt)... ainsi ils se transforment en sel au contacte d'acides chimiques.

La conductivité électrique des métaux est inversement proportionnelle à la température « loi de Nernst-Einstein » (Eq :02); à très basse température, certains métaux sont supraconducteurs, c'est-à-dire qu'ils conduisent l'électricité sans aucune dissipation [01-02]:

$$\sigma = \frac{DZ^2e^2C}{k_BT} \qquad (AI.02)$$

Etant que :

- *D,* le coefficient de diffusion de l'espèce chargée considérée
- *Z,* le nombre de charges portées par l'espèce
- *e,* la charge élémentaire, soit $1{,}602\times10^{-19}$ C
- *C,* la concentration de l'espèce ;
- k_B, la constante de Boltzmann, soit environ $1{,}3806\times10^{-23}$ J·K^{-1}
- *T,* la température absolue, exprimée en kelvins

Ces propriétés électriques peuvent être vérifiées par d'autres corps, tels que des semi-conducteurs fortement dopés qui font partie de la catégorie des conducteurs non métalliques.

II.2. Les isolants (diélectrique) :

Les isolants ou diélectriques sont des matériaux ayant une résistivité très élevée : 10^8 à $10^{16}\ \Omega.m$, car ils contiennent très peu d'électrons libres. Un tel diélectrique peut emmagasiner de l'énergie électrostatique lors d'une excitation électromagnétique sans apporter d'énergie extérieure.

Par ailleurs, les isolants présentent des propriétés diélectriques liées au déphasage observé entre le champ appliquer et le déplacement (induction) électriques (Eq : *AI*.03), Ce déphasage résulte du déplacement et d'association des charges de résonance et de relaxations dans un champ sinusoïdal.

$$\vec{J} = \frac{\sigma_{st}}{1 + j\omega\tau}\,\vec{E} \qquad (AI.03)$$

Sachant que : σ_{st}, la conductivité statique et τ, le temps de réponse.

La conductivité de diélectrique est complexe et dépend fortement de leur pureté et de leur structure. En fait, Un matériau diélectrique ne contient pas de charges électriques susceptibles de se déplacer de façon macroscopique, mais malgré cette impossibilité de conduire le courant, le diélectrique présente de nombreuses caractéristiques électriques. Cependant, les atomes constituant le matériau peuvent présenter des dipôles électrostatiques qui sont susceptibles d'interagir avec un champ électrique. Cette interaction se traduit par la création d'une polarisation reliée à ce champ électrique, au niveau microscopique, et par la susceptibilité électrique au niveau macroscopique.

III. Phénomène de polarisation

Les pertes diélectriques sont dues aux mouvements des porteurs de charges. L'effet de ces mouvement est appelé polarisation induite. L'effet de la polarisation diélectrique avait été découvert par Michael Faraday en 1837. Il est généralement proportionnel au champ électrique appliqué :

$$\vec{\mathbb{P}} = \chi\vec{E} = \varepsilon_0\chi_r\vec{E} \qquad (AI.04)$$

Où ε_0 permittivité de vide, χ, χ_r les susceptibilités absolu et relative du matériau.

On distingue plusieurs types de polarisation (Fig.A1.01): électronique, ionique, dipolaire, macroscopique, interraciale (ou du type Maxwell - Wagner), spontanée ; celles-ci peuvent coexister ou apparaître séparément. Aussi, tous ces types de polarisation peuvent être classés en deux groupes selon leurs caractères: la polarisation élastique (ou de résonance) et la polarisation de relaxation. La polarisation totale est la somme des différents types de polarisation [04].

$$\mathbb{P} = \mathbb{P}_{elec} + \mathbb{P}_{atm} + \mathbb{P}_{ori} + \mathbb{P}_{int} \qquad (AI.05)$$

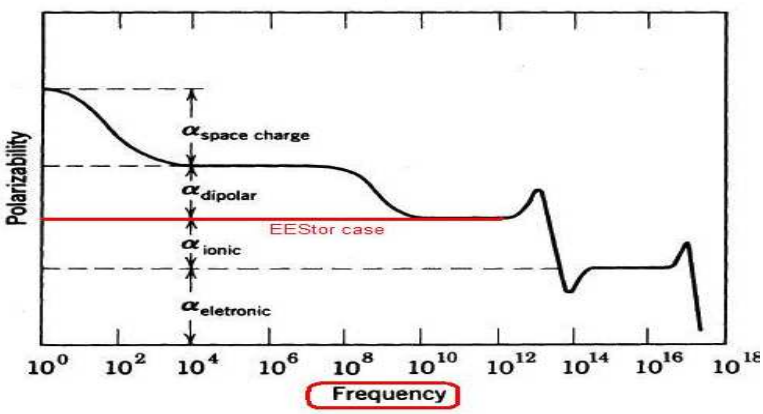

Fig. A1.01: Variation de la permittivité diélectrique en fonction de la fréquence

III.1. **La polarisation électronique $\mathbb{P}_{elec}$:** est présente dans tous les diélectriques, sans exception. Elle résulte des déplacements des orbites électroniques externes par rapport au noyau de l'atome. La polarisation électronique s'établit en quelques 10^{-15} s; elle est donc indépendante de la fréquence jusqu'à l'ultraviolet. La déformation de l'orbite qui l'accompagne est élastique, c'est à dire que le travail nécessaire à son apparition n'est pas converti en chaleur mais stocké dans le champ électrique. La polarisation élastique électronique ainsi que les dipôles induits disparaissent quand le champ est supprimé [04].

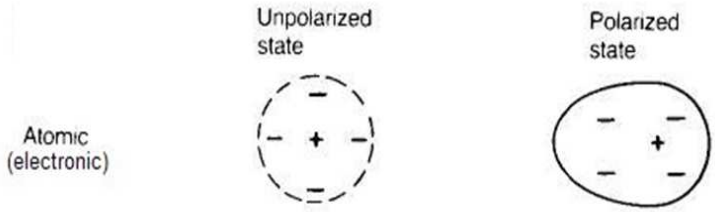

Fig. A1.02: Polarisation électronique

III.2. **La polarisation ionique (ou atomique) $\mathbb{P}_{atm}$:** résulte du déplacement des atomes liés par des liaisons ioniques. Dans le cas des liaisons ioniques, les électrons de valence parcourent les orbites partagées avec d'autres atomes. On rencontre les liaisons ioniques dans la plupart des diélectriques solides non-organiques avec une structure cristalline (cristaux ioniques). Vu l'inertie des ions relativement lourds, ce type de polarisation s'établit en environ 10^{-13} s, donc plus lentement que la polarisation électronique, et dépend de la charge de l'ion et des forces de liaisons ioniques mutuelles. La polarisation ionique, de même que la polarisation électronique, créent des dipôles induits; elle ne provoque pas de pertes d'énergie et disparaît avec la suppression du champ appliqué. C'est donc une polarisation élastique. Elle

existe jusqu'aux fréquences correspondant à l'infrarouge; elle est propre à la plupart des matériaux céramiques [04].

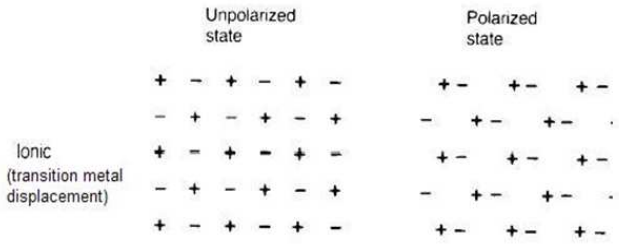

Fig. A1.03: Polarisation ionique

III.3. <u>La polarisation dipolaire (d'orientation)</u> $\mathbb{P}_{ori}$**:** consiste en l'orientation, sous l'action du champ électrique, des molécules polaires, c'est à dire celles qui possèdent un moment dipolaire permanent. La structure de ces molécules est asymétrique: le centre de gravité résultant de toutes les charges négatives d'une telle molécule ne coïncide pas avec celui de toutes ses charges positives donc la molécule est un dipôle électrique. Le caractère dipolaire est généralement propre aux molécules des composés chimiques ayant des liaisons ioniques, mais également aux composés ayant des liaisons covalentes qui ont une structure asymétrique (par exemple H_2O) [04].

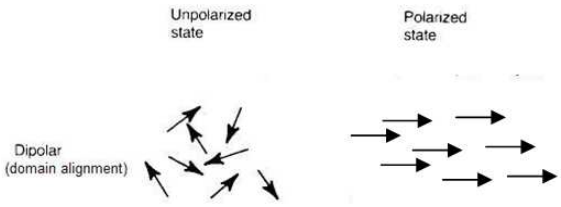

Fig. A1.04: Polarisation dipolaire (d'orientation)

III.4. <u>La polarisation macroscopique (de charge spatiale) :</u> décrit le processus du déplacement limité des charges libres. Elle peut être rencontrée dans les diélectriques liquides et solides, surtout avec une structure non-homogène ou amorphe. La polarisation macroscopique s'établit lentement. Selon le type de matériau et des conditions de mesure (température, hygrométrie), le courant de déplacement qui l'accompagne lorsqu'une tension constante est appliquée, peut être observé pendant quelques millisecondes jusqu'à des centaines d'heures. La polarisation macroscopique dans les diélectriques liquides résulte de l'amassement des ions au voisinage des électrodes. Dans les diélectriques solides, le

mouvement des charges est limité à cause des états énergétiques locaux de capture ou des barrières de potentiel [04].

III.5. La polarisation interfaciale (type Maxwell-Wagner) $\mathbb{P}_{int}$: apparaît dans les diélectriques non-homogènes dont les permittivités et les conductivités des matériaux constituants A et B vérifient l'égalité suivante :

$$\frac{\varepsilon_A^{'}}{\varepsilon_B^{'}} = \frac{\sigma_A}{\sigma_B} \qquad (AI.06)$$

Elle résulte d'une accumulation de charges à la frontière des deux milieux. Ce type de polarisation possède aussi un caractère de relaxation; le temps de relaxation augmente quand la conductivité décroît. Généralement, la polarisation interfaciale s'affaiblie au voisinage des fréquences supérieures aux fréquences acoustiques [04].

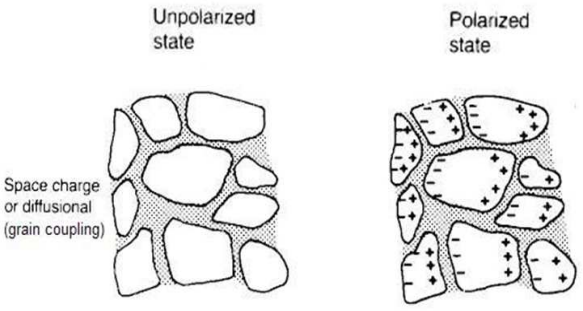

Fig. A1.05: Polarisation interfaciale

III.6. La polarisation spontanée : apparaît dans les matériaux caractérisés par la présence de régions, appelées domaines, comportant des particules polarisées de manière identique. Les domaines, désordonnés au début, s'orientent quand le champ est appliqué et conformément à ce champ apparaît la polarisation spontanée; elle provoque une augmentation importante de la permittivité. Les matériaux caractérisés par la polarisation spontanée sont appelés matériaux ferroélectriques (Fig : A1.06) (exemple: le titanate de Baryum, $BaTiO_3$) [04]

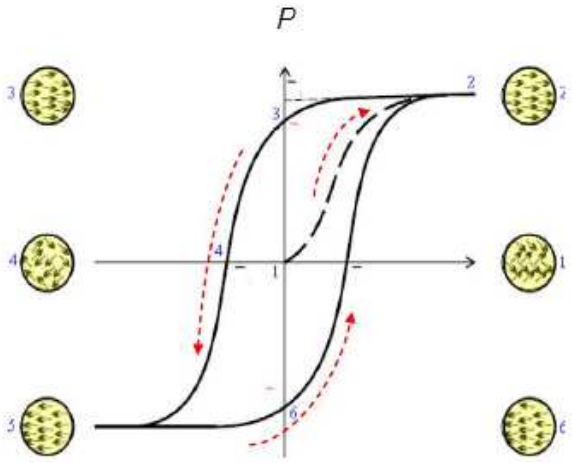

Fig. A1.06: Évolution de la polarisation en fonction du champ électrique appliqué d'un matériau ferroélectrique

IV. Susceptibilité

Au niveau macroscopique, la réponse d'un diélectrique à une excitation électromagnétique se traduit par une susceptibilité électrique χ.

$$\chi = \varepsilon_0 \chi_r = \varepsilon_0 \left(\chi_r^{'} + j\chi_r^{''}\right) \qquad (AI.07)$$

Cette dernière caractérise l'état de polarisation crée par l'interaction des dipôles électrostatique avec le champ électrique $\vec{E}$. Cette interaction induit un déplacement de courant $\vec{J}$, dépendant du temps [08]:

$$\vec{J} = \tilde{\sigma}\vec{E} \qquad (AI.08)$$

Etant que $\tilde{\sigma}$; La conductivité effective (complexe) du milieu.

Cette conductivité tient compte des électrons libres et celle liée aux atomes « bande de valence » par l'ajout d'un vecteur de déplacement de courant $\vec{D}$.

Ce vecteur d'excitations est défini dans l'électromagnétisme (équations de Maxwells), dans le cas d'une polarisation nulle par :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} \qquad (AI.09)$$

Cependant, dans les milieux diélectriques (polarisation non nulle), le vecteur de déplacement caractérise la densité des charges volumiques et surfaciques, il est souvent appeler dans ce cas le vecteur d'induction électrique [07]:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{\mathbb{P}} \qquad (AI.10)$$

Puisque le vecteur polarisation $\vec{\mathbb{P}}$ n'est pas indépendant du champ $\vec{E}$ à 'intérieur du milieu diélectrique, on peut réécrire le vecteur d'induction selon :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 (1 + \chi_r) \vec{E} \qquad (AI.11)$$

Ainsi on peut définir le vecteur de polarisation par [07]:

$$\vec{\mathbb{P}} = (\varepsilon - \varepsilon_0) \vec{E} \qquad (AI.12)$$

Par analogie des équations (Eq: 04, 11 et 12), on constate que :

$$\varepsilon = \varepsilon_0 (1 + \chi_r) \qquad (AI.13)$$

V. Mécanisme de relaxation :

Englobe tous les mécanismes dans lesquels, sous l'action du champ électrique, s'effectue un déplacement de charges liées, conduisant à une désorganisation de la structure du milieu [03-04].

Il s'y crée ainsi un état quasi-statique du nouvel arrangement, accompagné de la création d'un moment dipolaire. Ce moment dipolaire disparaît avec la suppression du champ, car le mouvement thermique conduit à nouveau à une répartition chaotique des charges. Dans le phénomène de relaxation, le changement d'orientation ne s'effectue pas immédiatement mais avec un certain retard (relaxation) par rapport aux changements du champ électrique externe; le temps nécessaire pour atteindre un équilibre est appelé temps de relaxation τ. Il dépend de la température et de la viscosité du milieu [01-02].

La polarisation de relaxation apparaît à des fréquences inférieures aux fréquences correspondantes aux micro-ondes. Elle augmente avec le moment dipolaire de la molécule polarisée, et décroît avec la température et le temps de relaxation; la température influence le mouvement thermique désordonnée des molécules s'opposant aux forces électriques. La polarisation de relaxation est toujours accompagnée par la polarisation électronique ou électronique et ionique [04].

VI. Permittivité et facteur de dissipation diélectrique :

Un diélectrique est caractérisé par sa permittivité relative ou constante diélectrique ε_r. Dans le cas d'un diélectrique parfait, ε_r est le quotient de la capacité C_x entre deux électrodes, supposées noyées dans ce diélectrique, par la capacité C_v de la même configuration d'électrodes dans le vide:

$$\varepsilon_r = \frac{C_x}{C_v} \qquad (AI.14)$$

La permittivité absolue ε est le produit de la permittivité relative ε_r par la permittivité du vide ε_0 ($\varepsilon_0 = 8{,}85.\ 10^{-12}$ F/m) :

$$\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0 \qquad (AI.15)$$

Cette dernière définit la possibilité d'être traversé par un courant électrique, sous l'action du champ électrique. Ceci résulte de diverses contributions de déplacements des charges : électrons, atomes et des ions, orientation des dipôles électriques et charges d'espace. En effet, la densité de courant traversant ce diélectrique en présence d'un champ électrique sinusoïdal est [05-06] :

$$\vec{J}(t) = \sigma\vec{E}(t) + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \qquad (AI.16)$$

Passant par la transformé de Fourrier, on aura :

$$J(\omega) = \sigma E(\omega) + j\omega D(\omega) \qquad (AI.17)$$

Utilisant l'équation (Eq : 11) on aura :

$$J(\omega) = \left[\sigma + j\omega\varepsilon_0\left(1 + \chi_r(\omega)\right)\right]E(\omega) \qquad (AI.18)$$

Comme :

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0\left(1 + \chi_r(\omega)\right) = \varepsilon'(\omega) + j\varepsilon''(\omega) \qquad (AI.19)$$

Alors,

$$j(\omega) = \left[\sigma + \omega\varepsilon''(\omega) + j\omega\varepsilon'(\omega)\right]E(\omega) \qquad (AI.20)$$

La permittivité effective du milieu (complexe) tient compte de dissipation d'énergie, des pertes par absorption et par diffusion. On définit également une permittivité complexe relative (utilisant Eq : 15):

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 \left(\varepsilon_r^{'}(\omega) + j\varepsilon_r^{''}(\omega)\right) \qquad (AI.21)$$

Où $\varepsilon_r^{'}(\omega)$ joue le rôle qu'avait ε_r dans le cas des isolants parfaits.

Le déphasage entre le courant induit j et le champ appliqué E provoque des pertes diélectriques; qui caractérise la dissipation de la puissance dans ce milieu diélectrique. Ces pertes sont dues au travail nécessaire à l'établissement de la polarisation et à la conduction ohmique résiduelle du diélectrique [05].

Le facteur de dissipation diélectrique est égale au quotient $\frac{\varepsilon_r^{''}(\omega)}{\varepsilon_r^{'}(\omega)}$; ce quotient est appelé aussi tangente de l'angle de perte δ ($\tan\delta$).

En pratique, il n'est pas possible de s'affranchir des pertes par conduction [10] ; dans ce cas $\tan\delta$ sera :

$$\tan\delta = \frac{\varepsilon_r^{''}(\omega) + \left(\frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0}\right)}{\varepsilon_r^{'}(\omega)} \qquad (AI.22)$$

VII. Phénomène d'absorption et diffusion :

Les propriétés optiques d'un tel matériau sont classées selon le taux de transmission et de réflexion d'une onde électromagnétique, ce phénomène est fortement relié à la constante diélectrique du matériau. Cette dernière dépend de la conductivité effective du diélectrique $\tilde{\sigma}(\omega)$:

$$\varepsilon(\omega) = j\frac{\tilde{\sigma}(\omega)}{\omega\varepsilon_0} \qquad (AI.23)$$

En effet ce constant diélectrique est de nature complexe, ce qui induit deux comportements de la conductance, l'une est dissipative et l'autre est diffusive.

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon^{'}(\omega) + j\varepsilon^{''}(\omega) \qquad (AI.24)$$

La partie dissipative correspond à la partie imaginaire de la constante diélectrique ce qui donne une conductivité réel alors nous avons un effet d'absorption définie par le coefficient d'absorption $k(\omega)$:

$$k(\omega) = \frac{\omega\varepsilon''(\omega)}{C} \qquad (AI.25)$$

Etant : C la vitesse de la lumière

Ce coefficient d'absorption rentre dans la détermination du coefficient de transmission, plus qu'il croit l'indice de réfraction croit aussi.

Cependant, quand la partie réel de la constante diélectrique est dominante ($\varepsilon''(\omega) \to 0$), la conductance du système est imaginaire, elle correspond à un effet propagative c'est le phénomène de diffusion qui est caractérisé par un indice de réfraction réel n_0.

Alors, on peut écrire l'indice de réfraction effective du matériau tel que :

$$\tilde{n} = n_0 + jk \qquad (AI.26)$$

Sachant que :

$$n = \sqrt{\varepsilon(\omega)} \qquad (AI.27)$$

On peut déduire l'ensemble des égalités suivantes :

$$\begin{cases} \varepsilon''(\omega) = 2n_0k \\ \varepsilon'(\omega) = n_0^2 - k^2 \end{cases} \qquad (AI.28)$$

Donc, on utilisant les équations (Eq : *AI*.26 et *AI*.28) on peut facilement obtenir les coefficients de transmission et de réflexion :

$$T = \frac{2\tilde{n}}{\tilde{n}+1} \qquad R = \frac{\tilde{n}-1}{\tilde{n}+1} \qquad (AI.21)$$

VIII. Modélisation de la fonction diélectrique «*modèle d'oscillateur Harmonique*»:

Utilisant le modèle de Lorentz qui tient compte de l'apparition d'une polarisation totale dépendante du déplacement des dipôles $\mathcal{S}$:

$$\mathbb{P} = \frac{N}{V}\, e^{*}\mathcal{S} + \varepsilon_0 \frac{N}{V}\alpha E \qquad (AI.30)$$

N : le nombre de particules

α : est la polarisabilité électronique et V est le volume occupé.

Cette polarisation est sur des échelles de temps très rapide ce qui permet d'avoir des effets de résonance avec les fréquences propre des atomes.

Selon la théorie d'oscillateur harmonique, l'équation cinétique du mouvement est :

$$\ddot{S} + \gamma\dot{S} = -\omega_0^2 S + \frac{e^*}{\mu}E \qquad (AI.31)$$

Etant que γ, La constante d'amortissement qui décrit la durée de vie finie des ondes normaux de vibration, μ La masse réduite de l'ion et ω_0, La fréquence de résonance de l'oscillateur harmonique.

Utilisant la transformé de Fourier sur le vecteur de déplacement et le champ appliqué :

$$\begin{cases} S(t) = \frac{1}{C}\int S(\omega)e^{-i\omega t}d\omega \\ E(t) = \frac{1}{C}\int E(\omega)e^{-i\omega t}d\omega \end{cases} \qquad (AI.32)$$

En plus, utilisant les équations (Eq : *AI*.12 et *AI*.31) on tire la forme générale de la constante diélectrique :

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 + \omega^2 - i\gamma\omega} + \frac{V\alpha}{V} \qquad (AI.33)$$

On défini, les valeurs de la constante diélectrique statique et infinie, ainsi la fréquence de plasmon selon :

$$\begin{cases} \varepsilon_s = \varepsilon(\omega = 0) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} + \frac{V\alpha}{V} \\ \varepsilon_\infty = \varepsilon(\omega = \infty) = 1 + \frac{V\alpha}{V} \\ \omega_p^2 = \frac{n\,(e^*)^2}{\mu\,\varepsilon_0} \end{cases} \qquad (AI.34)$$

IX. Temps de relaxation :

L'apparition des pertes diélectriques en général peut être expliquée comme suit: aux très basses fréquences, la polarisation suit le champ alternatif, ce qui fait que sa contribution à la constante diélectrique est maximale et les pertes n'apparaissent pas. Aux fréquences très élevées, le champ alterne trop vite pour que la polarisation puisse augmenter et il n'y a aucune contribution à la constante diélectrique – aucune énergie n'est perdue dans le milieu- [11].

Mais quelque part entre ces deux extrêmes, la polarisation commence à prendre du retard par rapport au champ électrique d'où dissipation de l'énergie. Le facteur de pertes atteint une valeur maximale à une fréquence f_r , liée au temps de relaxation caractéristique par la relation:

$$\tau = \frac{1}{2\pi f_r} = \frac{1}{\omega_r} \qquad (AI.35)$$

La dépendance en température de temps de relaxation est semi-logarithmique, obtenue généralement par l'étude de biais du diagramme d'Arrhenius. Où il présente deux comportements distingués :

IX.1. Comportement de type Arrhenius :

Représenté par une droite dans le diagramme d'Arrhenius, où le temps de relaxations suit une loi exponentielle en fonction de l'énergie d'activation « loi d'Arrhenius » :

$$\tau = \tau_0 exp\left(\frac{E_a}{k_B T}\right) \qquad (AI.36)$$

k_B : Constante de Boltzmann,

τ_0 : Temps de relaxation à très haute température

E_a: Énergie d'activation du processus

IX.2. Comportement de type Vogel-Fulcher-Tammann (VFT) :

Concerne la partie non linéaire du diagramme d'Arrhenius, dont le temps de relaxation suit L'expression de Vogel-Fulcher-Tammann (VFT) qui décrit la fragilité du matériau :

$$\tau = \tau_v exp\left(\frac{DT_v}{T - T_v}\right) \qquad (AI.37)$$

Avec : D : le paramètre de fragilité

τ_v: Temps de relaxation à très haute température

T_v : La température de Vogel.

Référence :

01. W. Nernst, Z. Phys. Chem., **2** (1888), p. 613
02. A. Einstein, Ann. Phys. (Leipzig),**17** (4) (1905), p. 549
03. A. von Hippel, Dielectrics and waves, (Artech House, Boston London 1995).
04. A. Chelkowski, Fizyka dielektrykow, PWN, Warszawa 1993.
05. J.C. Mage, Origine des pertes dans les matériaux, RGE, **N°7** (Juin 1991), p.24.
06. S. Berthier, Optique des milieux composites, Polytechnica, Paris 1993.
07. K.S. Mahesh Lohith. Dielectric and magnetic properties of solids (SBM Jain College of engineering).
08. M. Bertin, J.P. Faroux & J. Renault. Electromagnétisme 4 milieux diélectriques et milieux aimantés (Dunod université, 1984).
09. Charles Kittel. Physique des états solide (Dunod université 1969).
10. R. Fournié, Diélectriques: bases théoriques, Technique de l'ingénieur (D2 I), D**213**.
11. A.R. Hippel, Les Diélectriques et leurs applications, Dunod 1961

Conclusion générale

Conclusion générale

Dans ce mémoire nous avons pu caractériser la percolation et la dynamique des fronts de propagation des feus aussi bien pour des connexions longues distances déterministes (zone en feu radiatif) que des connexions probabilistes (émission des brandons). Nous avons trouvés pour le cas d'interactions déterministes que le seuil de percolation suit une loi en puissance en fonction du paramètre de la pondération définie dans le réseau, indépendamment de la valeur du l'exposant de la puissance rayonner (exposant du rayonnement).

Tandis que pour le cas des interactions probabilistes; le seuil de percolation diminue vis à vis la distance caractéristique d'émission, ce qui a été confirmé par la loi empirique de Sander (réseau social). En outre il dépend des plusieurs facteurs influent sur la propagation tel que, la pondération, le paramètre d'impacte, la taille du réseau…

En outre, la vitesse de propagation varie d'une manière universelle avec le type du réseau et la vitesse du vent ou l'inclinaison du terrain (assimilable d'un modèle d'Ising), cependant cette universalité viole sous l'effet des interactions déterministes et de pondération, où elle définie des nouveaux exposants critiques relier à la transition de phase hors d'équilibre.

La deuxième partie consiste à déterminer les exposants dynamiques critiques de la transition de phase. Ces exposants dépend du paramètre de la pondération et du type de connexion longue distance (déterministe ou probabiliste). Nous avons pus déterminer les classes d'universalité associé à cette propagation comme exemple pour une pondération inferieur de l'unité, et pour le cas déterministe la class d'universalité ressemble à la classe d'Edwards Wilkinson depeanning, tandis que dans le cas probabiliste a la pondération critique la class est simplement une déposition aléatoire.

Cette partie aussi expose des nouvelles classes d'universalité inconnues qui seront analysés et détectées dans des travaux prochaines « Inchaa Allah », cette analyse est basée sur la compréhension des phénomènes et des transitions continues hors

d'équilibre, ceci nous a mène à faire une application préliminaire des modèle dynamique connues dans la littérature tel que la percolation dirigée et ses applications dans notre réseau de feu de forêt.

La troisième partie est consacrée à l'étude expérimentale des caractéristiques physiques de la végétation telle que les propriétés thermiques, chimiques ... Cette étude est réalisé par l'utilisation d'un analyseur d'impédance du laboratoire pour des fréquences allant du µHz au MHz.
Une partie de cette partie est faite au laboratoire des matériaux non cristalline Aveiro –Portugal-, où nous avons pus détecter l'eau dans les espèces végétales, ainsi nous avons pus analyser le comportement d'eau confiné dans la feuille de végétation lors d'une agitation thermique.
Cette étude préliminaire permet de déduire l'énergie d'activation de chaque transition de phase apparue dans les végétaux sous un champ de température. Donc, selon notre besoin (l'inflammation) cette étude sera plus efficace si on va à des températures beaucoup plus élèves afin d'atteindre le processus de pyrolyse et l'inflammation, et par conséquent une caractérisation des huiles essentielles des végétaux.

En parallèle avec ces travaux, nous avons examiné des modèles statistiques dynamiques plus simples (Directed percolations, SIRS, Quenched disorder) afin de comprendre le comportement dynamique critique observé dans notre modélisation du feu.

En outre, nous essayons d'étudié le comportement fractale et multi fractal du front de feu, surface brûlée et du périmètre de feu afin qu'on puisse tirer des informations sur le feu de n'importe quelle cartographie des conditions météorologiques. Cette étude est dans la cadre du projet IFA.

D'autre part, l'introduction de l'effet locale de la zone d'impacte due aux rafales du vent et à la rugosité du terrain « effet talweg » est en cours de réalisation au niveau de notre laboratoire dans le cadre de la thèse doctorale de M^{elle} F.Z. Sabi qui analyse l'effet des rafales de vent, tandis que M^{me} Y.Baraa à l'objet d'étudier l'effet talweg dû aux pentes et descentes qui nécessite une modélisation tridimensionnelle (3D) du flux radiatif émis par les flammes du réseau.

En fin, la validation de notre modèle réalisée sur les feux historiques (Lançon) et expérimentaux (Savanes) n’est pas suffisantes. Elle nécessite une réalisation d'un brûlage dirigé sur une zone définie où des capteurs sont installés de façon optimisée. À partir d'un point d'éclosion, le feu devrait être systématiquement simulé et réalisé de manière à ce que le modèle soit comparé en ligne au front de feu. Ceci a fait l'objet d'un projet initié par un consortium en France avec la participation de notre laboratoire. Un projet dans ce sens sera proposé par notre Laboratoire lors du prochain appel à PNR.

Production scientifique

I. Publication scientifique :

- ***Physics Letters A « PLA » :*** N. Zekri , K. Khelloufi, L. Zekri, B. Porterie, A. Kaiss et J.P.Clerc, Phys. Lett A **376** (2012) 2522-2526.
- ***Europ Physics Letters « EPL » :*** K.Khelloufi, Y.Baara, N.Zekri Europ. Phys. Lett. **103** (2013) 26001.
- ***Journal of Statistical Mechanics: Theory and Experiments:*** K.Khelloufi, Y.Baara, J. P. Clerc, B. Porterie et N. Zekri JSTAT **045P** (2013) 0713.
- ***EPJ Web Conférence*** : K. Khelloufi, Y. Baara, N. Zekri, EPJ Web Conférence, **44**(2013) 01003
- ***EPJ Web Conférence*** : Y. Baara, K. Khelloufi, N. Zekri, EPJ Web Conférence, **44**(2013) 01002
- **IEEE :** K. Khelloufi, N. Zekri (en voie de publication).

II. Communication:

- 11et 12eme Workshop LAAR sur la physique du rayonnement et ses applications (ORAN-ALGERIE-, Juillet 2011et 2012) sous le thème :
  - ✓ *Etude de rayonnement d'une flamme sur le processus de percolation pour un réseau petit monde*
  - ✓ *The dynamic of spread under the impact of flame radiation and firebrands in complex system "small world network"*
- Ecole Franco-Magrébine de nanosciences (ANNABA-ALGERIE-, Octobre 2011) sous le thème :
  - ✓ *Etude de l'effet du rayonnement d'une flamme et du processus d'émission des brandons sur la transition de phase propagation / non propagation dans un réseau petit monde*
- 6éme colloque international de rhéologie et ses applications (ORAN-ALGERIE-, Novembre 2011) sous les thèmes :
  - ✓ *Etude de la dynamique de la propagation du feu de forêt sous l'influence du processus d'émission des brandons*

- ✓ *Etude de la dimension fractale du front dans un système désordonné binaire, application feu de forêt.*

- 1er conférence international de physique numérique (ORAN-ALGERIE-, Octobre 2012) sous les thèmes :
  - ✓ *Flame radiation effect on the wildland fire propagation/non propagation.*
  - ✓ *Role of weighting and long-range connection on the dynamic of front propagation.*
- Conférence international des réseaux complexe (AGADIR –Maroc-, Novembre 2012) sous le thème :
  - ✓ *The influence of radiation interaction and spotting process on the forest fire propagation.*
- 2ème Conférence Internationale sur les Energies, Matériaux et Environnement (KHEMIS MILIANA-ALGERIE-, Décembre 2012) sous les thèmes :
  - ✓ *Modélisation physique de transfert de chaleur d'une flamme cylindrique.*
  - ✓ *Transfert de chaleur par rayonnement d'une flamme solide cylindrique par la méthode de Monté Carlo.*
- Journées d'Etude sur la Réhabilitation des Subéraies Incendiées et Reboisements (TLEMCEN-ALGERIE-, Janvier 2013) sous les thèmes :
  - ✓ *Mise en évidence d'une longueur caractéristique d'allumage d'une flamme.*
  - ✓ *Etude des propriétés physico-chimique d'une végétation destinée à la modélisation des feux de forêts.*