

**Faculté d'Electronique et d'Informatique**



***THESE***

Présentée pour l'obtention du grade de ***DOCTORAT EN SCIENCES***

En : **ELECTRONIQUE**

Spécialité : **Instrumentation et Génie des Systèmes**

Par : **Farida HAFID-ABERKANE**

**THEME:**

**Etude des processus de décharges électriques dans  
les diélectriques liquides**

**Soutenue publiquement, le 16 Décembre 2015, devant le jury composé de :**

M <sup>f</sup> BOUCHAFAA Farid	Professeur à l'USTHB	Président
M <sup>f</sup> MOULAI Hocine	Professeur à l'USTHB	Directeur de Thèse
M <sup>f</sup> MEKHALDI Abdelouahab	Professeur à l'ENP	Examineur
M <sup>f</sup> TEGUAR Madjid	Professeur à l'ENP	Examineur
M <sup>f</sup> ZEBBOUDJ Youcef	Professeur à l'UAM Béjaia	Examineur
M <sup>f</sup> ZIANI Abderrahmane	Maitre de conférences/A à l'USTHB	Examineur

# INTRODUCTION GENERALE

## Introduction Générale

Les transformateurs de puissance sont des éléments essentiels à la transmission d'énergie électrique et des systèmes de production. Ils sont parmi les appareils les plus coûteux et par conséquent, ils prennent une grande part dans l'investissement des circuits de puissance. Leur fiabilité est donc cruciale pour le bon fonctionnement et la pérennité du réseau.

Généralement les transformateurs de puissance ont une durée de vie moyenne de 30 ans ou même plus. Cependant, pour des raisons purement économiques, le maintien en service de ce parc aussi longtemps que possible est d'une grande importance; sans pour cela prendre le risque d'une panne inattendue.

De tous les composants constituant un transformateur, son système d'isolation demeure le maillon le plus sensible aux défaillances. Sa fiabilité dépend principalement de la qualité de ce système. À partir du moment où un transformateur est mis en service, son système d'isolation, que cela soit à l'état solide, liquide ou une combinaison des deux, subit un processus lent et irréversible de dégradation. La cause la plus fréquente de cette dégradation est l'activation des décharges partielles (DP). Ces décharges peuvent être expliquées par une rupture diélectrique localisée qui se produit, soit dans des cavités gazeuses, ou à la surface du système isolant, sous l'effet d'une concentration intense de champ électrique.

La mise hors service inattendue d'un transformateur de puissance pourrait engendrer de graves répercussions économiques, sociales et environnementales. Par conséquent, une confirmation des performances du système d'isolation est indispensable pour limiter le risque de défaillance et elle est la base logique d'un programme efficient de maintenance prédictive. D'où le besoin et le souhait d'implanter pour chaque transformateur, un système de surveillance, en temps réel si c'est possible, non destructif et fiable, qui aura pour objectif l'évaluation continue de sa fiabilité et sa disponibilité tout au long de sa vie utile. Dans cette optique, la localisation et la reconnaissance du développement des défauts à un stade précoce deviennent des atouts majeurs pour la détermination et l'orientation des plans de maintenance. Les décharges partielles ont la propriété d'être à la fois un indicateur et la principale cause de dégradation du système d'isolation. Ceci explique pourquoi la mesure et le diagnostic des décharges partielles sont devenus un moyen très attractif pour superviser l'état de l'appareillage à haute tension. L'évaluation de l'ampleur et de la nature des décharges partielles ont été considérées par plusieurs études comme un moyen de diagnostic fiable et précieux pour se renseigner sur l'état opérationnel d'un système d'isolation. C'est spécifiquement dans cet angle que vient s'intégrer la contribution de cette thèse.

Les huiles isolantes sont utilisées depuis longtemps dans l'industrie électrique : transformateurs (de puissance, de distribution, de traction, de four, de mesure...), réactances, condensateurs, câbles, traversées, disjoncteurs, changeurs de prise... Elles sont utilisées comme imprégnant d'isolations cellululosiques et/ou comme produit de remplissage des matériels. Les volumes d'huiles employés varient de quelques litres pour les condensateurs, à plusieurs dizaines de milliers de litres pour les transformateurs de puissance.

Dans les transformateurs, les huiles jouent deux rôles essentiels : celui d'assurer l'isolation électrique et celui d'évacuer la chaleur des enroulements et du noyau magnétique, par convection naturelle ou par écoulement forcé grâce à des pompes. Dans les câbles et les condensateurs, les huiles isolantes sont utilisées pour l'imprégnation des matériaux solides (papier, polymères), elles permettent d'éliminer les microcavités gazeuses ou interstices d'air, en les remplaçant par de l'huile, matériau de rigidité diélectrique plus élevée et de meilleur comportement vis à vis des décharges partielles que les gaz occlus. Les huiles peuvent être aussi utilisées pour leur pouvoir extincteur d'arc électriques (dans les chambres de coupure des commutateurs en charge et de certains disjoncteurs), en raison de leur pouvoir lubrifiant pour les matériels renfermant des pièces en mouvement (sélecteurs de prises, pompes immergées). Ce rôle

est de plus en plus dédié à d'autres matériaux plus performants, que sont les gaz électronégatifs comme l'hexafluorure de soufre (SF<sub>6</sub>) ou le vide, l'utilisation de l'huile dans les disjoncteurs est de plus en plus rare de nos jours. Elles sont également utilisées dans certains cas (zone urbaine en particulier) pour améliorer la résistance au feu, comme c'est le cas dans les transformateurs de distribution proche de la population. Enfin, elles servent à ralentir l'oxydation directe de l'isolation cellulosique. C'est d'ailleurs pour cette fonction d'anti-oxydant ainsi que pour réduire les dimensions des transformateurs isolés à l'air (dits "secs") qui devenaient de plus en plus énormes et encombrants avec la multiplication des réseaux de distribution d'énergie électrique et l'accroissement des puissances installées, que les huiles ont été introduites au début du vingtième siècle.

Pendant longtemps, les seules huiles utilisées ont été les huiles minérales d'origine pétrolière. Elles sont de plus en plus remplacées par des huiles de synthèse. Actuellement, l'huile minérale n'est plus utilisée dans la fabrication des condensateurs. Cependant, vu les quantités énormes que l'on doit utiliser et son prix très abordable, l'huile minérale est encore largement utilisé dans les transformateurs de puissance. Ses propriétés diélectriques (résistivité et permittivité diélectrique), très proches de celles des matériaux solides à base de cellulose, lui permettent de travailler en association avec ceux-ci et d'assurer le bon fonctionnement des structures isolantes (huile/papier) des transformateurs.

Cependant, les recommandations internationales et européennes tendent à restreindre très fortement, voire interdire l'utilisation de certains matériaux isolants dans la production, le transport et la distribution de l'énergie électrique, pour préserver l'environnement et/ou se prémunir contre les disponibilités et pénuries de certaines matières premières. Parmi ces matériaux, les huiles minérales.

Des travaux récents ont montré que si les huiles végétales présentaient un caractère de biodégradabilité et de résistance au feu attractif, elles restent cependant moins intéressantes du point de vue stabilité à l'oxydation et de leur viscosité plus élevée que celle des huiles minérales ou synthétiques.

Notre travail est axé sur le diagnostic des signaux électriques dus aux décharges partielles, recueillis grâce à un dispositif expérimental conçu à cet effet. Du fait de la complexité de ces signaux, les méthodes classiques d'analyse ne sont pas suffisantes. Nous avons donc fait appel à une nouvelle technique qui utilise les réseaux de neurones artificielles associés à la transformée en ondelettes. Ce sont actuellement les méthodes les plus utilisées de par leur rapidité et leur efficacité.

Le contenu de cette thèse est constitué de 04 chapitres.

- Le premier présente la théorie de la rupture diélectrique dans les isolants ainsi que les mécanismes physiques d'activation des décharges partielles.
- Le deuxième chapitre expose la problématique de recherche liée au phénomène de DP pour les transformateurs de puissance, l'état de l'art des différentes méthodes de détection et d'analyse des DP et aussi les objectifs spécifiques de ce projet de recherche y sont introduits.

Dans le troisième chapitre nous présenterons une rétrospective concernant l'intelligence artificielle, la transformée en ondelettes et les réseaux de neurones.

Le quatrième chapitre contient la présentation de la technique développée suivie des tests effectués ainsi que les résultats obtenus. Nous montrons également les cas de faux diagnostic et les raisons éventuelles de ces défaillances.

Finalement, nous clôturons notre travail par une conclusion générale et des recommandations pour de futures pistes de recherche.

# CHAPITRE I

## Introduction aux matériaux diélectriques et aux décharges partielles

## Introduction :

Les décharges partielles (DP) dans les équipements électriques de puissance sont souvent considérées à la fois comme des facteurs et des symptômes de dégradations des systèmes d'isolation [1, 2]. Dans ce chapitre, nous présentons un aperçu théorique sur la rupture diélectrique et les mécanismes d'activation des DP.

### 1.1 Système d'isolation diélectrique [3].

La partie qui a incité le plus d'attention et d'études dans les équipements électriques de haute tension est l'isolation. Elle est indispensable pour le bon fonctionnement de l'équipement. Sa fonction principale est de garantir l'isolation électrique des éléments actifs. Sa fonction secondaire est de diffuser efficacement la chaleur produite par l'effet Joule, afin de diminuer la température de fonctionnement et ainsi de prolonger la durée de vie des installations.

Une isolation en service est généralement exposée à une haute température, à une haute tension, à des vibrations et à d'autres actions d'ordre mécanique, ainsi que certaines conditions environnementales nocives. Ces contraintes peuvent agir ensemble ou individuellement pour dégrader les matériaux d'isolation. Par ailleurs, une isolation soumise à de hautes tensions peut se dégrader en raison de l'activité des décharges partielles. Dans ce qui suit, nous introduisons quelques propriétés qui caractérisent les diélectriques et qui sont essentielles pour exposer nos travaux de recherche.

#### 1.1.1 Permittivité

Un matériau isolant est un matériau diélectrique, c'est-à-dire, qui ne conduit pas ou très peu de courant électrique. D'un point de vue électrique, il est caractérisé par sa permittivité. Cette dernière caractéristique reflète l'intensité des mécanismes de polarisation dans le matériau. Le phénomène de polarisation provient en général de l'orientation d'un dipôle électrique, induit ou permanent, en présence d'un champ appliqué.

Pour un diélectrique soumis à une tension continue, la densité de charge totale ( $D$ ), qui correspond normalement à la somme vectorielle de la densité sous vide ( $D_0$ ) et de la densité surfacique ( $\vec{P} = n \cdot \sigma \cdot \vec{E}$ ) reliée à la polarisation due aux dipôles est exprimée par :

$$\vec{D} = \vec{D}_0 + \vec{P} \quad (1.1)$$

Si on tient compte du fait que les matériaux utilisés en électrotechnique sont généralement des diélectriques linéaires, la polarisation ( $P$ ) peut s'écrire donc comme :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E} \quad (1.2)$$

Où  $\chi$  est la susceptibilité électrique du diélectrique et  $E$  est le champ électrique. La densité de charge totale ( $D$ ) devient alors :

$$\vec{D} = \vec{D}_0 + \vec{P} = \epsilon_0 (1 + \chi) \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} \quad (1.3)$$

$\epsilon_r$  est appelée permittivité relative ou constante diélectrique du matériau. Ce paramètre quantifie l'importance des mécanismes de polarisation. Pour minimiser les pertes diélectriques dans les systèmes d'isolation, on cherche habituellement des matériaux de faible permittivité relative. Le Tableau 1.1 donne à titre indicatif la permittivité relative de certains matériaux.

Tableau 1.1 Permittivité relative de différents matériaux

Matériau	Permittivité relative
Vide	1
Air	1,0006
PTFE (Téflon)	2
Huile minérale	2,2
PE	2,3
PMMA	3,4
Quartz	5
Mica	6
Eau distillée	81

L'origine physique de la polarisation et conséquemment celle de la permittivité provient de plusieurs mécanismes. Nous citons : La polarisation électronique et ionique ou moléculaire, la polarisation d'orientation et la polarisation interfaciale.

La première, dite aussi polarisation rapide, est due à la création de dipôles par le déplacement du centre géométrique des charges positives par rapport aux charges négatives en présence d'un champ électrique. Cette polarisation est définie par :

$$\vec{P}_r = N_i \alpha_r \vec{E} \quad (1.4)$$

N : Nombre de dipôles induits par unité de volume [ $\text{m}^{-3}$ ],

$\alpha$  : Polarisabilité du matériau [ $\text{Fm}^2$ ].

La polarisation d'orientation est liée aux matériaux présentant des dipôles permanents même en l'absence de champ électrique. Ces matériaux sont appelés matériaux polaires. La polarisation nette en l'absence de champ électrique est nulle du fait de l'orientation aléatoire des dipôles. En présence de champ électrique, les dipôles s'orientent dans la même direction du champ et la polarisation résultante est non nulle. En 1945, Paul Debye a proposé une relation définissant cette polarisation :

$$\vec{P}_d = \frac{N_d \mu^2}{3kT} \vec{E} \quad (1.5)$$

N : Le nombre de dipôles permanents par unité de volume [ $\text{m}^{-3}$ ],

$\mu$  : Le moment dipolaire du dipôle permanent,

T : Température [Kelvin],

k : Constante de Boltzmann [ $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{JK}^{-1}$ ].

L'interaction entre ces deux premiers types de polarisation est donnée par l'équation de Clausius-Mossotti [4] :

$$\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{N_d \mu^2}{9\epsilon_0 kT} + \frac{N_i \alpha_r}{3\epsilon_0} \quad (1.6)$$

Dans le cas de champ électrique variable dans le temps, la polarisation est définie par la convolution suivante :

$$P(t) = \epsilon_0 \int_0^{\infty} f(\tau) E(t - \tau) d\tau \quad (1.7)$$

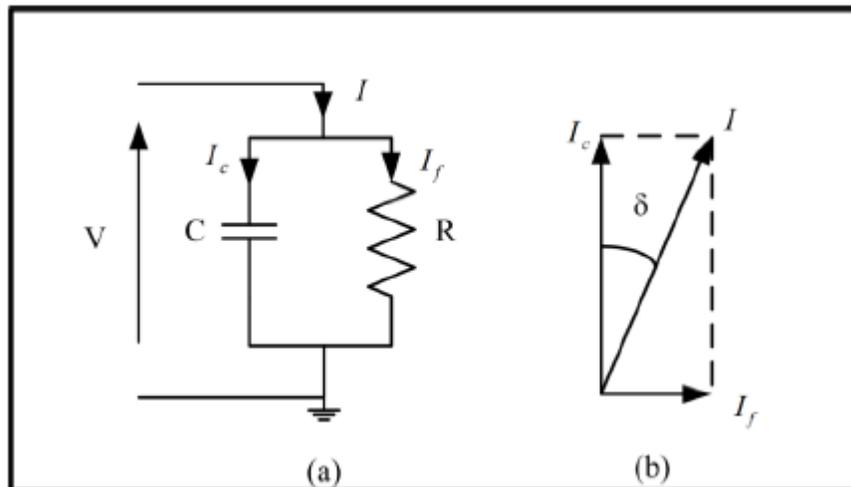
La fonction  $f(t)$  est une fonction de réponse qui caractérise la réponse d'un milieu diélectrique à une excitation électrique spécifique. En pratique, on se renseigne sur l'effet de la polarisation dans un matériau par la mesure du courant qui le traverse. La loi d'Ampère définit la relation entre la polarisation et la densité de ce courant [1.5].

$$J(t) = \sigma E(t) + \frac{\partial D}{\partial t} \quad (1.8)$$

Où  $J(t)$  est la densité de courant total [ $\text{Am}^{-2}$ ] et  $\sigma$  est la conductivité [ $(\Omega\text{m})^{-1}$ ]. La polarisation interfaciale appelée aussi polarisation de charges d'espace se manifeste généralement dans le cas de matériaux hétérogènes, présentant des interfaces internes et aussi dans le cas des polymères ayant des frontières créées par des phases cristallines et amorphes. Cette polarisation est le résultat d'accumulation locale de charge dans le matériau à cause du changement de conductivité aux différentes frontières.

### 1.1.2 Facteur de dissipation

Le facteur de dissipation aussi appelé  $\tan \delta$  quantifie les pertes diélectriques qui sont généralement fonction de la présence de contaminants susceptibles d'être ionisés. La mesure de ce facteur constitue un outil commode pour l'évaluation de la qualité de l'isolation à haute tension [6]. Une isolation est souvent représentée par le circuit équivalent de la Figure 1.1. Ce dernier est constitué d'une résistance modélisant les pertes dans le diélectrique, en parallèle avec une capacité.



Le facteur de dissipation ( $\tan \delta$ ) est défini comme le rapport du courant de fuite ( $I_f$ ) sur le courant de charge ( $I_c$ )

$$\tan(\delta) = \frac{I_f}{I_c} = \frac{1}{\omega RC} \quad (1.9)$$

En termes de propriétés du diélectrique, dans le cas simple où une isolation peut être représentée par un circuit tel que celui illustré à la Figure 1.1a, le facteur de dissipation peut être écrit sous la forme [7] :

$$\tan(\delta) = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = \frac{\sigma}{\omega\varepsilon'} \quad (1.10)$$

Où :

$\sigma$  : La conductivité du diélectrique [ $(\Omega.m)^{-1}$ ],

$\omega$  : La pulsation de la tension appliquée [ $\text{rad.s}^{-1}$ ],

$\varepsilon'$  : La partie réelle de la permittivité complexe [ $\text{Fm}^{-1}$ ],

$\varepsilon''$  : La partie imaginaire de la permittivité complexe [ $\text{Fm}^{-1}$ ].

La puissance des pertes dissipées dans le diélectrique est proportionnelle au  $\tan \delta$ , c'est pourquoi il est important de choisir pour une isolation, un matériau à faible facteur de dissipation.

### 1.1.3 Rupture diélectrique

La rigidité diélectrique est une propriété d'un matériau isolant qui caractérise sa qualité à s'opposer à la décharge disruptive. Elle peut être définie comme la contrainte électrique maximale que peut supporter une isolation. Elle est analogue à la résistance à la rupture d'un matériau en mécanique. La rupture ou le claquage électrique n'est pas régi par la tension seule. Elle dépend du champ électrique, tout comme la contrainte normale dans une poutre en traction qui n'est pas uniquement fonction de la force appliquée, mais fonction de la force par unité de section transversale.

Le champ électrique  $E$  [ $\text{kVmm}^{-1}$ ] dans une géométrie d'électrodes parallèles est donné par :

$$E = \frac{V}{d} \quad (1.11)$$

Où  $V$  et  $d$  sont respectivement la tension et la distance entre les électrodes. Si la tension appliquée est augmentée progressivement, il y aura une tension à laquelle la rupture électrique se produira, c'est-à-dire, au cours de laquelle une étincelle transitera entre les deux électrodes. À l'aide de l'équation (1.11), on pourra alors calculer la rigidité diélectrique ou le champ disruptif du matériau isolant.

Afin d'élucider ce phénomène, considérons un isolant mis entre deux armatures planes, connectées à une source de tension variable (voir Figure 1.2). Lorsque la tension est nulle, les électrons du diélectrique décrivent une orbite circulaire autour des noyaux. Au fur et à mesure que la tension appliquée augmente, cette trajectoire devient plus elliptique sous l'effet de l'attraction et du repoussement des électrons par les armatures positive et négative respectivement. Cependant, l'isolant ne peut supporter des tensions croissantes indéfiniment. À une certaine tension limite, cette force exercée dans le diélectrique devient capable d'arracher des électrons du cortège électronique. Le matériau qui était presque dépourvu d'électrons libres devient rempli d'électrons arrachés et prend un caractère de conducteur. Ainsi, il se produit un court-circuit entre les deux armatures.

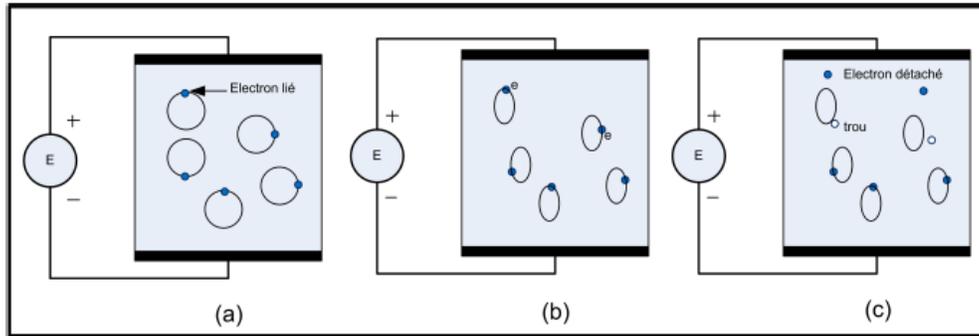


Figure 1.2. Processus de rupture électrique dans un diélectrique a) faible tension, b) tension élevée, c) tension de rupture.

Plusieurs facteurs physiques, électriques et chimiques influencent la résistance à la rupture électrique des matériaux isolants. Parmi ces facteurs, on peut citer : la température, la pression, la présence d'humidité ou de contaminants, la géométrie, le volume d'isolant, etc. [8, 9]. En pratique, il est important de noter que ces paramètres n'agissent jamais seuls. Ce qui rend ainsi leur analyse plus complexe.

Le calcul des champs de rupture est d'une importance considérable pour l'ingénierie des équipements haute tension. Le Tableau 1.2 donne le champ disruptif de certains matériaux [10].

Matériaux	Champ disruptif en [ $kVmm^{-1}$ ]
Air	2,5
verre	18
Huile minérale	20
Caoutchouc	20
Papier	22
plexiglas	25
Porcelaine	27
Ébonite	27
Résine époxy	35
Mica	57

Tableau 1.2 Rigidité diélectrique de différents matériaux (tiré de [10])

### 1.1.3.1 Rupture dans les gaz

L'air dans les conditions normales est un bon isolant. Sa rupture électrique implique un processus dans lequel les électrons chargés négativement en orbite autour des atomes sont arrachés des molécules sous l'effet de l'ionisation par collision. Si le champ appliqué est suffisamment grand, cette ionisation se maintient et les électrons relâchés se multiplient jusqu'au claquage [11]. Les gaz sous pression exhibent une bonne rigidité diélectrique. Par exemple, pour le cas de l'air à la température ambiante, sous la pression atmosphérique (100 kPa), et dans des conditions de faible humidité et de petite distance inter-électrode, sa rigidité diélectrique est d'environ  $3kVmm^{-1}$ . Uniquement par une augmentation de la pression à 300 kPa, cette limite se voit multiplier par trois (environ  $9kVmm^{-1}$ ) [12]. Cette relation entre pression et rigidité est connue sous le terme de

la loi Paschen. La Figure 1.3 illustre l'allure de cette courbe [13]. Elle n'est admissible que pour une température constante et pour des champs électriques ne dépassant pas  $100 \text{ kVmm}^{-1}$ . Si l'on considère, le cas d'un gaz soumis à une tension électrique entre deux armatures planes, cette loi, en fonction du produit pression et distance inter-électrode (  $pd$  ), prend la forme :

$$V_c = f(pd) = \frac{Bpd}{C + \ln(pd)} \quad (1.12)$$

Avec :

V c: Tension de claquage [kV],

p : Pression du gaz [Pa],

d : Distance inter-électrode [mm],

B, C : Constantes qui dépendent du gaz, des électrodes et autres facteurs.

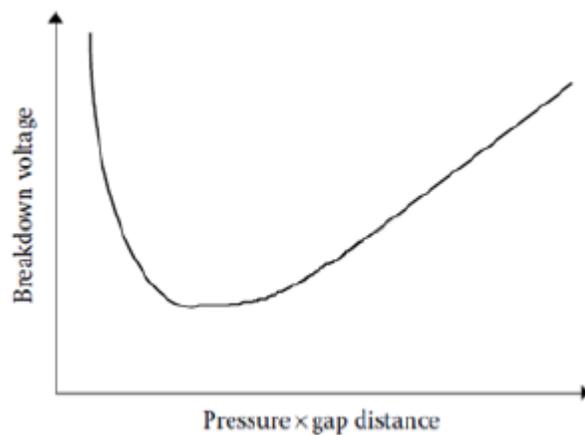


Figure 1.3 Allure de la courbe de PASCHEN ( Tirée de [13, p. 401])

Certains gaz tels que l'hexafluorure de soufre (SF6) et le gaz carbonique (CO2) ont des propriétés diélectriques supérieures à celles de l'air. Dans ces gaz, un bon nombre d'électrons libres sont absorbés par les molécules du gaz (attachement).

### 1.1.3.2 Rupture dans les liquides

Les principaux isolants liquides utilisés dans les équipements de puissance sont les huiles minérales et les huiles synthétiques. En plus de leur fonction principale d'isolation, elles ont la propriété de caloripporteur et de lubrifiant contre l'oxydation des conducteurs. Elles ont aussi l'avantage de se régénérer si une rupture survient. Les huiles fortement purifiées ont des tenues diélectriques qui peuvent atteindre  $100 \text{ kVmm}^{-1}$ . Cependant, cette tenue supérieure s'affaiblit avec la présence de contaminants tels que des gouttelettes d'eau, des impuretés ou des bulles gazeuses. Ces facteurs augmentent la possibilité de l'activation des décharges partielles. L'expérimentation a montré que la dégradation des huiles isolantes est hautement dépendante de la température. Selon la qualité des huiles, le processus de dégradation peut s'enclencher même à des conditions opératoires normales avec des températures supérieures à  $60^\circ\text{C}$ . Aussi, on peut ajouter que la quantité de gaz dissous ainsi que la mobilité des ions et des électrons (conséquence de l'abaissement de la densité et de la viscosité de l'huile) augmentent avec la température, déclenchant ainsi des décharges partielles et des réactions chimiques avec le milieu ambiant, ce qui peut conduire au claquage [14-16].

### 1.1.3.3 Rupture dans les solides

Les matériaux solides isolants sont souvent présents dans les équipements électriques. Ils sont généralement constitués de polymères organiques tels que les résines d'époxy, le polyéthylène, le papier, etc. Ils ont de bonnes propriétés diélectriques, pouvant atteindre  $1000 \text{ kVmm}^{-1}$ , leur rigidité est la meilleure qui soit. Mais la présence de défauts tels que des impuretés, des cavités gazeuses ou des aspérités condamne de façon très remarquable cette tenue électrique [17-19]. Le claquage des diélectriques solides est un phénomène destructif, complexe qui implique plusieurs mécanismes de dégradation (électronique, thermique et mécanique). Il modifie de façon irréversible la structure du matériau. Comme pour les gaz et les liquides, la rupture diélectrique des solides se rattache à plusieurs paramètres, physiques, électriques et chimiques tels que la géométrie et la structure des échantillons, les paramètres environnants (température, contraintes mécaniques), ainsi que la procédure d'application de la tension. Dans la plupart des cas, la rupture va survenir le long d'une surface, ou encore être causée par la carbonisation et l'érosion du matériau dues à des décharges partielles dans des cavités gazeuses ou encore se propager à partir d'un défaut suivant une structure arborescente appelée arbre électrique. La Figure 1.4 illustre la propagation d'un arbre électrique dans le polyéthylène [20].

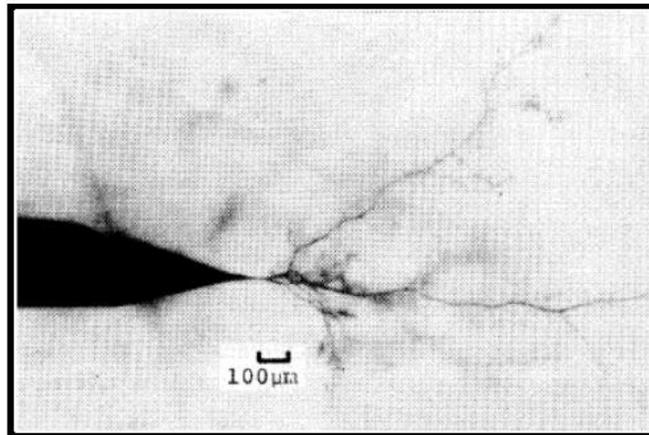


Figure 1.4 Propagation d'un arbre électrique dans le polyéthylène (Tiré de [20 p.7]).

## 1.2 Théories des décharges partielles [3].

### 1.2.1 Généralités

Les décharges partielles (DP) sont définies comme des décharges électriques localisées qui ne court-circuitent que partiellement l'espace entre électrodes, c'est-à-dire le volume de l'isolation. Elles peuvent ou non se produire à proximité d'un conducteur. Les décharges partielles sont en général une conséquence de concentrations locales de contraintes électriques dans ou à la surface de l'isolation. Souvent, de telles décharges apparaissent comme des impulsions de durée inférieure à  $1 \mu\text{s}$  [21]. Les décharges partielles sont souvent accompagnées de petites étincelles, pleines d'électrons et d'ions qui bombardent l'isolation. Les matériaux organiques constituant la grande part des systèmes d'isolation (huiles minérales, résines époxydes polyester, etc.) se dégradent dans ce bombardement par la scission de certaines liaisons chimiques telles que la liaison carbone- hydrogène. Avec le temps, ce phénomène érode un chemin à travers les parties organiques conduisant à la rupture diélectrique.

Les DP dans un diélectrique, tel que le polyéthylène (PE), peuvent provoquer sa rupture diélectrique en l'espace de quelques jours.

Les DP peuvent se créer dans les différents types d'isolation, solides, liquides ou gazeux, ou toutes combinaisons de ces types. Dans certaines monographies, le terme «décharges partielles» englobe un large groupe de phénomènes de décharge, tels que :

- Des décharges internes survenant dans des cavités dans les diélectriques solides ou liquides,
- des décharges de surface apparaissant à l'interface de différents matériaux isolants,
- des décharges couronnes (corona) survenant dans les diélectriques gazeux en présence de champs inhomogènes,
- Des décharges se propageant à partir d'un défaut dans les diélectriques solides, suivant une structure arborescente appelée arbre électrique (treeing).

La définition des décharges partielles introduite ci-haut reste valable pour tous ces phénomènes, du fait que tous ces types de décharges précitées prennent naissance dans des zones restreintes dans l'isolation, subissant de fortes concentrations de champ électrique dues aux différents défauts locaux (cavités gazeuses, impuretés, aspérités de surfaces, etc.).

Dans les sections suivantes de ce chapitre, nous exposons essentiellement les mécanismes physiques de claquage de l'air. Plusieurs études ont confirmé que la première cause de la création des décharges partielles dans l'isolation haute tension est la présence de cavités gazeuses dans le matériau diélectrique qui peuvent être dues soit aux défauts de fabrication ou au vieillissement thermique ou mécanique [22-26].

Les principaux mécanismes de claquage de l'air sont le mécanisme de Townsend (avalanche électronique) et le mécanisme de Streamer.

## **1.2.2 Mécanisme de Townsend**

La théorie de la rupture des gaz est assez bien établie. Le mécanisme de Townsend est considéré comme la première tentative pour expliquer cette rupture. Elle est basée sur le principe de génération d'avalanches électroniques successives dues principalement aux collisions entre électrons et atomes ou molécules du gaz jusqu'au claquage. En effet, si un gaz est soumis à un champ électrique suffisamment élevé, un courant de particules chargées électriquement devient possible par l'ionisation partielle du milieu. Ainsi, le gaz devient conducteur et la décharge se produit. Par ailleurs, les conditions ambiantes (température, pression, rayonnement, etc.) ont une grande influence sur ce phénomène [27, 28].

### **1.2.2.1 Ionisation**

En présence d'un champ électrique assez élevé, l'amorçage de décharges partielles dans un gaz dépend de la présence d'électrons libres dans le milieu. Ces derniers n'existent dans l'air que pour de très courtes durées en l'absence d'un champ électrique élevé. Normalement après leur création par des rayons cosmiques ou radioactifs, ils sont directement piégés pour former des ions négatifs. Cependant, dans un champ électrique intense, ces électrons peuvent se détacher à nouveau à partir des ions négatifs suite aux collisions avec des molécules neutres ou bien suite à une interaction avec des photons énergétiques ( $h\nu$ ) émis par des atomes excités.

Le principal concept d'ionisation qui domine dans le mécanisme de Townsend reste le processus de collision. En effet, les électrons en mouvement dont l'énergie cinétique est supérieure à l'énergie d'ionisation sont capables d'ioniser par collision des molécules neutres, en d'autres mots, libérer des électrons du cortège électronique [29, 30], qui à leur tour acquièrent par le champ électrique assez d'énergie pour ioniser d'autres molécules, et ainsi de suite jusqu'au claquage. Ce phénomène est aussi connu sous le nom d'avalanche électronique. Cette avalanche cumulative est souvent accompagnée d'une lueur et d'un bruit chuintant. Le schéma de

la Figure 1.5 montre le principe de multiplication des électrons et des ions positifs dans le processus d'avalanche.

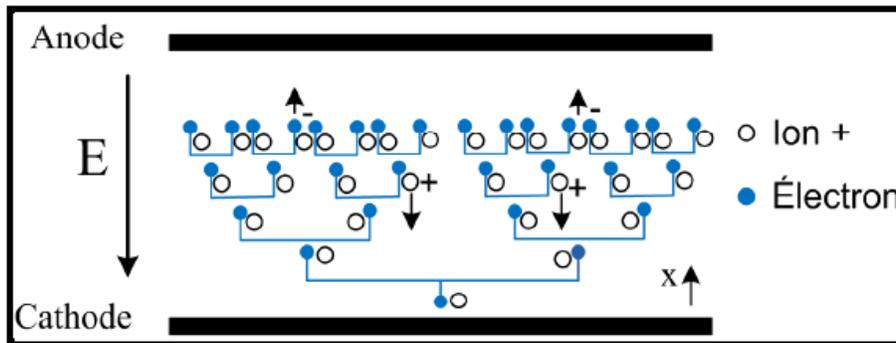


Figure 1.5 Avalanche électronique

Les électrons créés par le développement de l'ionisation peuvent être piégés, comme mentionné ci-dessus, et ainsi retirés du processus d'ionisation. C'est le concept d'attachement. Une croissance nette de la population d'électrons et d'ions positifs serait possible uniquement si le taux d'ionisation est supérieur au taux d'attachement. Ceci ne peut être garanti que si le champ appliqué est suffisamment intense.

### 1.2.2.2 Premier Coefficient d'ionisation de Townsend

La courbe de la Figure 1.6 représente la variation du courant en fonction de la tension appliquée entre deux électrodes planes. Townsend fut le premier chercheur à étudier cette variation [31]. Dans un premier intervalle  $[0, V_1]$  le courant croît proportionnellement avec la tension jusqu'à une valeur de saturation ( $I_0$ ) et y reste constant. Si des électrons sont arrachés de la cathode par radiation ultra-violette et que la tension est augmentée au-delà d'une valeur critique ( $V_2$ ), le courant s'emballe avec un taux exponentiel.

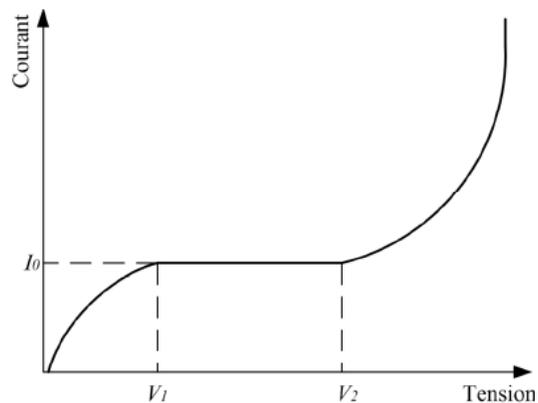


Figure 1.6 Allure de la courbe de la fonction  $I = f(V)$  dans une configuration plane d'électrodes adaptée de [31]

Townsend a attribué cette augmentation exponentielle du courant au mécanisme d'ionisation par collision. Pour quantifier ce processus, il a introduit une quantité ( $\alpha$ ) appelée premier coefficient d'ionisation de Townsend. Ce coefficient est défini comme le nombre d'électrons ou d'ions positifs produits par un électron par unité de longueur dans la direction du champ. Si nous assumons que  $(n_x)$  est le nombre d'électrons par seconde se trouvant à la distance  $(x)$  de la

cathode (voir le schéma descriptif de la Figure 1.7), la variation ( $dn$ ) du nombre d'électrons sur un élément de longueur ( $dx$ ) dans la direction du champ sera :

$$dn = \alpha n_x dx \quad (1.13)$$

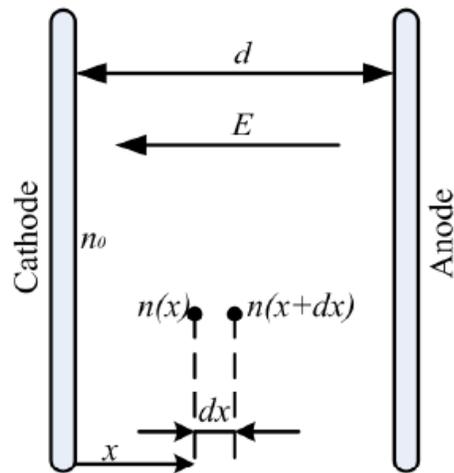


Figure 1.7 Schéma descriptif des différents paramètres utilisés par Townsend.

Le nombre total d'électrons par seconde qui atteint l'anode est déterminé en résolvant l'équation différentielle ci-dessus :

Avec ( $n_0$ ) est le nombre initial d'électrons qui partent de la cathode.

De cette relation, nous déduisons l'expression du courant ( $I$ ) à l'anode :

$$I = I_0 e^{\alpha d} \quad (1.15)$$

Avec ( $I_0$ ) représentant le courant initial généré à la cathode.

En outre, pour une température constante et pour une distribution d'énergie donnée, la probabilité d'ionisation dépendra uniquement de la densité du gaz ou de la pression. Par conséquent, nous pouvons écrire :

$$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right) \quad (1.16)$$

### 1.2.2.3 Coefficient d'attachement

Par analogie à la définition du premier coefficient d'ionisation, on définit un coefficient ( $\eta$ ) qui quantifie le processus d'attachement des électrons libres pour donner naissance à des ions négatifs. Si ce processus est pris en compte, la relation (1.14) devient :

$$n = n_0 e^{(\alpha-\eta)d} \quad (1.17)$$

Et le courant dans ce cas sera la somme des courants induits par les électrons libres et par les ions négatifs :

$$I = I_0 \left[ \frac{\alpha}{\alpha - \eta} e^{(\alpha - \eta)d} - \frac{\eta}{\alpha - \eta} \right] \quad (1.18)$$

Si le processus d'ionisation (création de nouveaux électrons) est balancé par le processus d'attachement ( $\alpha = \eta$ ), la multiplication d'électrons s'arrête et par suite l'avalanche ne se développe plus. Comme le processus d'attachement d'électrons réduit la multiplication des électrons libres, les gaz ayant un coefficient d'attachement élevé, tels que l'hexafluorure de soufre ( $SF_6$ ) et le gaz carbonique ( $CO_2$ ), ont par conséquent une bonne rigidité diélectrique.

#### 1.2.2.4 Deuxième coefficient d'ionisation de Townsend

Le graphe de l'équation (1.15) dans une échelle logarithmique ( $\log I = f(d)$ ), sous la condition de champ ( $E$ ) uniforme et de pression ( $p$ ) constante, devrait normalement être une droite de coefficient directeur ( $\alpha$ ) comme le montre la Figure 1.8 [32]. Cependant, Townsend a remarqué que, pour de hautes tensions, cette courbe perd sa linéarité et le courant augmente plus rapidement. Pour expliquer ce phénomène, Townsend a supposé l'existence d'autres électrons libres secondaires provenant du bombardement de la cathode par des ions positifs, jouant aussi un rôle supplémentaire dans le processus d'ionisation par collision.

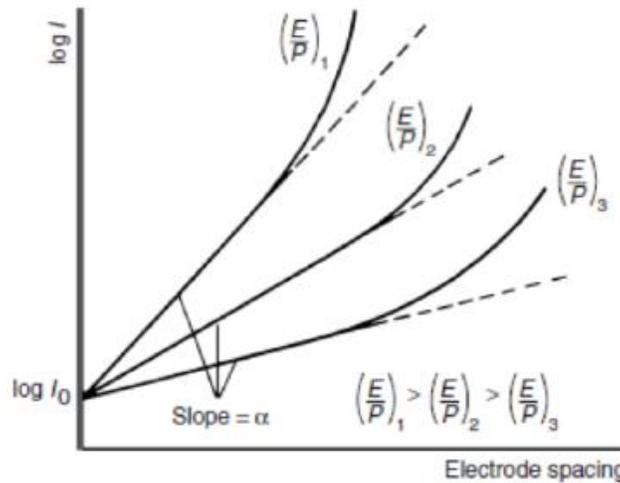


Figure 1.8 Graphe de l'écart en fonction du courant dans un champ uniforme  
Tirée de [32 p.322]

Pour quantifier ce mécanisme, Townsend a introduit un deuxième coefficient d'ionisation ( $\gamma$ ) comme étant le rapport entre le nombre d'électrons secondaires par seconde généré à la cathode ( $n'$ ) et le nombre d'ions positifs incidents ( $n''$ ).

$$\gamma = \frac{n'}{n''} \quad (1.19)$$

Si on tient compte maintenant de tous les électrons mis en jeu, la relation (1.14) devient :

$$n = (n_0 + n') e^{\alpha d} \quad (1.20)$$

La condition de l'égalité du courant à l'anode avec celui à la cathode donne :

$$n = (n_0 + n') + \frac{n'}{\gamma} \quad (1.21)$$

En combinant les deux équations (1.20) et (1.21) on obtient :

$$n = \frac{n_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (1.22)$$

En termes de courant :

$$I = I_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad (1.23)$$

La quantité  $\gamma(e^{\alpha d} - 1)$  ou bien plus précisément  $\gamma(e^{(\alpha - \eta)d} - 1)$  (si on tient compte du mécanisme d'attachement), constitue le critère de rupture de Townsend.

Si  $\gamma(e^{(\alpha - \eta)d} - 1) = 1$ , la décharge est auto entretenue même en l'absence du courant ( $I_0$ ).

Si  $\gamma(e^{(\alpha - \eta)d} - 1) > 1$ , la décharge est cumulative et le courant augmente plus rapidement autant que cette quantité s'éloigne de 1.

Si  $\gamma(e^{(\alpha - \eta)d} - 1) < 1$ , l'avalanche ne peut être auto-entretenu en l'absence des électrons initiaux. La loi de Paschen peut être déduite du critère de rupture de Townsend, en remplaçant dans ce dernier ( $\alpha$ ) par son expression de l'équation (1.16) et en utilisant la relation (1.11) reliant le champ uniforme ( $E$ ) à la tension de rupture ( $V_r$ ), ainsi on obtient :

$$f\left(\frac{E}{p}\right)pd = \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right) \quad (1.24)$$

D'où l'équation de la loi de Paschen qui a été établie depuis 1889 :

$$e^{f\left(\frac{V_r}{pd}\right)pd} = \frac{1}{\gamma} + 1 \quad (1.25)$$

Cette relation annonce que la tension de claquage dans le cas de champ uniforme et de température constante dépend du produit de la distance inter électrodes par la pression ( $p.d$ ), ou plus généralement de la distance inter-électrodes par la densité du gaz ( $\rho.d$ ). Le graphe de la loi de Paschen est caractérisé par un extremum où la tension de rupture minimale se manifeste pour une valeur particulière du produit ( $p.d$ ) (voir Figure 1.3). Ce point extremum correspond aux conditions où le taux d'ionisation est maximum. En pratique, il est conseillé d'opérer toujours du côté droit de ce point extremum.

### 1.2.3 Mécanisme de Streamer

Ce type de mécanisme se produit principalement en raison de l'effet supplémentaire de la charge d'espace (voir Figure 1.9) créée par une avalanche bien développée et aussi de l'effet de l'ionisation photo-électrique [33]. Alors que le mécanisme de Townsend prédit une forme d'étincelle de décharge très diffusée, en pratique de nombreuses études ont constaté que cette dernière est plutôt filamenteuse et irrégulière.

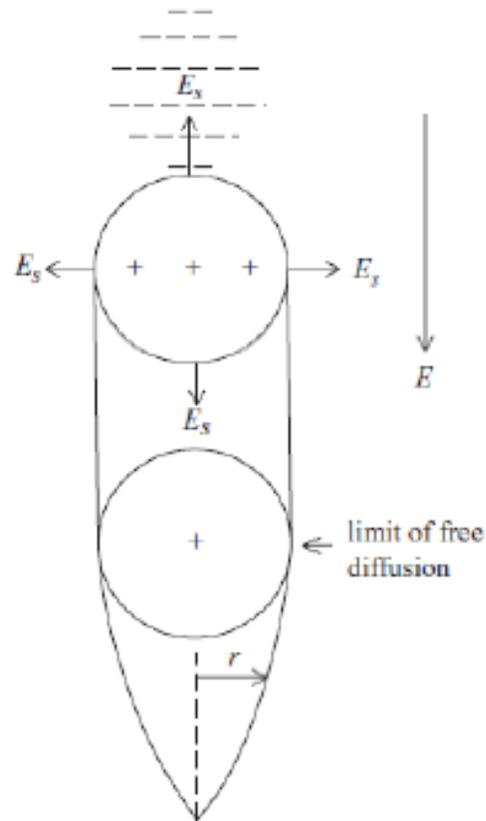


Figure 1.9 Schématisation de la charge d'espace, du champ induit  $E_s$  et du champ appliqué.  
Tirée de [33, p.7]

En effet dans le cas d'une avalanche bien prononcée, une forte charge d'espace se produit à cause de la différence de vitesse de déplacement entre les électrons et les ions positifs [34]. Cette charge d'espace crée une distorsion suffisante du champ électrique, permettant aux électrons de se diriger vers l'extrémité de l'avalanche pour y créer d'autres avalanches secondaires. Ce processus devient rapidement cumulatif et la rupture électrique se manifeste plus rapidement que si le mécanisme de Townsend agissait seul. La Figure 1.10 schématise la séquence de développement de streamer positif et négatif, constitué de trois grandes étapes, la création de l'électron primaire (a), l'avalanche critique (b-c) et l'établissement du Streamer (d-e).

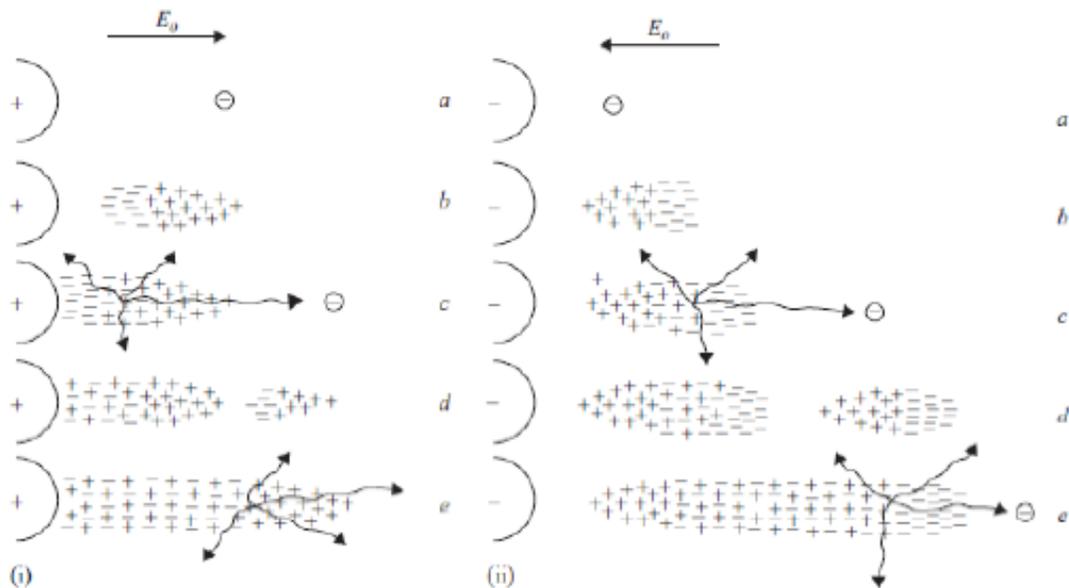


Figure 1.10. Processus de développement de Streamer (i) Streamer positif (ii) Streamer négatif [33, p.7].

#### 1.2.4 Décharges négatives

Les décharges négatives se développant à proximité de la cathode sont généralement moins importantes et moins dangereuses que les décharges positives. Des tests effectués par J. H. Mason confirment qu'il faut plus de 25 % de contrainte électrique dans le cas de pointe négative que dans le cas de pointe positive pour créer une rupture électrique [35]. Le fait que les électrons dans le cas des décharges négatives se déplacent dans la direction du champ à intensité décroissante (à cause de la charge d'espace) empêche l'avalanche de se développer facilement (diminution de la vitesse de dérive et de l'efficacité d'ionisation). La Figure 1.10(ii) montre la séquence de développement de la décharge négative.

#### 1.2.5 Décharges couronne (Corona discharges)

L'expérience pratique montre que dans certains cas de développement de Streamer le long de courtes distances inter-électrodes, il y a ramification de la décharge, appelée communément (corona). La cause de ce phénomène n'est pas encore bien cernée. Des hypothèses attribuent ce processus au développement d'avalanches secondaires sur les côtés de l'avalanche principale. La Figure 1.11 montre un exemple de décharge couronne positive produite à 170 kV dans une configuration d'électrodes pointe-plan.

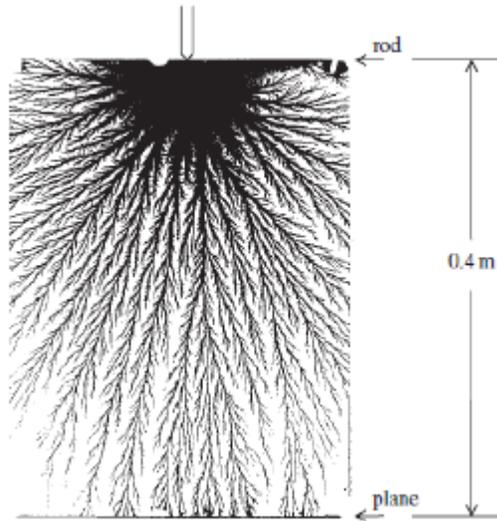


Figure 1.11 Décharge couronne dans une configuration d'électrodes pointe plan [33, p 14]

### 1.2.6 Champ non-uniforme

L'amorçage de décharges partielles ou d'avalanches suppose l'existence d'un champ électrique assez intense dans le matériau isolant, supérieur au champ disruptif. En pratique, les diélectriques sont choisis de façon à bien supporter les contraintes électriques de service. Mais malheureusement, l'existence de défauts inhérents tels que des impuretés, des cavités d'air et des aspérités de forme pointue engendrent dans le milieu, une distribution de champ électrique non uniforme et une concentration locale de contraintes électriques à proximité du défaut. Par conséquent, cette région se prononce comme la partie du diélectrique la plus qualifiée à être le lieu de l'activation des décharges partielles. Dans les deux sections suivantes, nous présentons deux types de défauts largement connus dans les systèmes d'isolation, l'effet de pointe et les cavités gazeuses.

#### 1.2.6.1 Cavité gazeuse dans un diélectrique solide ou liquide

Les isolants habituellement utilisés en électrotechnique ne sont jamais parfaitement homogènes. Il existe dans le matériau des cavités de formes et dimensions diverses contenant des gaz. La permittivité du gaz de la cavité est en général plus petite que celle du matériau diélectrique qui l'entoure. Par conséquent, pour un champ électrique donné ( $E$ ) dans le matériau, le champ ( $E_{cv}$ ) dans la cavité sera plus élevé.

$$\frac{E_{cv}}{E} = K \quad (1.26)$$

$K$  : Est un facteur  $> 1$ , qui dépend du rapport des permittivités et de la forme de la cavité. Pour le cas d'une cavité sphérique dans un diélectrique solide, on démontre que [30] :

$$K = \frac{3\varepsilon}{2\varepsilon + 1} \quad (1.27)$$

Pour les diélectriques solides et liquides, la permittivité ( $\varepsilon$ ) est généralement supérieure à 2.

#### 1.2.6.2 Tension et champ aux bornes d'une cavité idéale

La présence de cavité d'air dans un diélectrique peut mener à la rupture électrique du gaz de cette cavité et par conséquent la naissance de décharges partielles. Pour comprendre ce processus,

considérons une plaque diélectrique d'épaisseur ( $d$ ) à l'intérieur de laquelle se trouve une cavité en forme de disque plat de hauteur ( $d_1$ ) et d'aire ( $A$ ) (voir Figure 1.12). Pour que la rupture électrique du gaz dans la cavité se produise, il faut que cette dernière subisse l'action d'un intense champ électrique. En utilisant un diviseur de tension, nous pouvons facilement calculer la tension à travers la cavité. La Figure 1.13 montre un circuit électrique équivalent de la configuration considérée.

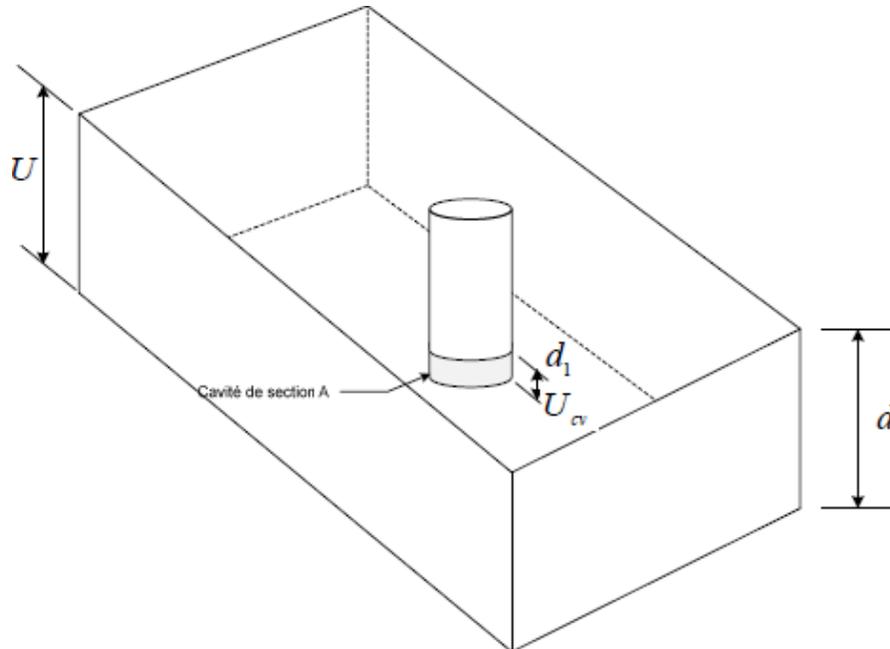


Figure 1.12 Cavité idéale en forme de disque

La capacité de la cavité peut être approximée par la capacité d'un condensateur plan avec :

$$C_{cv} = \frac{A\epsilon_0}{d_1} \quad (1.28)$$

Où ( $\epsilon_0 = 8.8510 \cdot 10^{-12} \text{Fm}^{-1}$ ) est la permittivité du vide. On suppose que le gaz à l'intérieur de la cavité a une permittivité relative ( $\epsilon_{rcv} = 1$ ). De la même façon, la capacité du diélectrique adjacent (cylindre idéal), d'aire ( $A$ ) hauteur ( $d - d_1$ ) peut être calculée par :

$$C_d = \frac{A\epsilon_0\epsilon_r}{d - d_1} \quad (1.29)$$

$\epsilon_r$  : Permittivité relative du diélectrique.

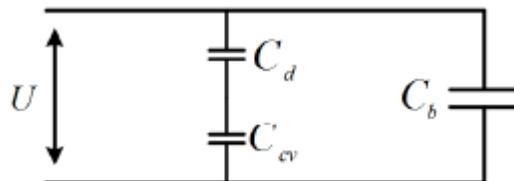


Figure 1.13 Schéma électrique équivalent

$C_{cv}$ : La capacité de la cavité [ F ],

$C_d$ : La capacité du cylindre adjacent de hauteur  $(d - d_1)$  [F],

$C_b$ : La capacité du reste du diélectrique [F].

La tension ( $U_{cv}$ ) aux bornes de la cavité (capacités en série) est donnée par :

$$U_{cv} = U \frac{C_d}{C_d + C_{cv}} \quad (1.30)$$

$U$  : Tension aux bornes de la plaque isolante [V].

$$U_{cv} = \frac{U}{1 + \frac{1}{\epsilon_r} \left( \frac{d}{d_1} - 1 \right)} \quad (1.31)$$

Le champ électrique moyen à l'intérieur de la cavité vaut alors :

$$E_{cv} \cong \frac{U_{cv}}{d_1} \quad (1.32)$$

Si ( $E_{dis}$ ) est le champ de claquage dans la cavité, la tension limite d'apparition des décharges dans la plaque sera donc :

$$U_{lim} = E_{dis} d_1 \left\{ 1 + \frac{1}{\epsilon_r} \left( \frac{d}{d_1} - 1 \right) \right\} \quad (1.33)$$

À titre d'exemple, si l'on considère les données suivantes :

$U = 10 \text{ kV}$  ,

$d_1 = 0.5 \text{ mm}$  ,

$d = 5 \text{ mm}$  ,

$\epsilon_r = 4$  .

Le champ électrique moyen dans la cavité d'air serait ( $E = 6,15 \text{ kVmm}^{-1}$ ) , une valeur qui est nettement supérieure au champ disruptif de l'air et par conséquent cette cavité serait le siège de décharges partielles. Ces dernières resteront, dans un premier stade, confinées à la cavité d'air tandis que le reste du diélectrique continuera sa fonction d'isolation (c'est de ce phénomène qu'on tire l'appellation décharges partielles), jusqu'à ce que la propagation de la carbonisation de la matière isolante, due à l'érosion par bombardement électronique (cassure des liaisons chimiques des matières organiques), arrive à créer un court-circuit.

### 1.2.6.3 Transfert de charges électriques

Au moment du claquage du gaz dans la cavité, une compensation de charge se produit sur les surfaces de cette dernière. La tension électrique aux bornes de ( $C_{cv}$ ) décroît d'une petite quantité ( $\Delta U_{cv}$ ) jusqu'à l'effondrement de la décharge. Le phénomène est très rapide, de l'ordre de quelques dizaines de ns, on parle donc d'un phénomène ayant une fréquence de l'ordre du MHz. Également par transfert de charges, sur l'ensemble ( $C_{cv}$ ) et ( $C_d$ ), une chute de tension ( $\Delta U_b$ ) se manifeste sur ( $C_b$ ) . La chute de tension ( $\Delta U_{cv}$ ) aux bornes de ( $C_{cv}$ ) et ( $C_d$ ) induit un transfert de charges électriques ( $\Delta q$ ) :

$$\Delta q = \Delta U_{cv} \frac{C_{cv} C_d}{C_{cv} + C_d} = C_b \Delta U_b \quad (1.34)$$

Si on prend en compte que  $d_1 < d$  et que  $C_{cv} > C_d$ , alors  $\Delta U_b$  devient :

$$\Delta U_b \approx \Delta U_{cv} \frac{C_d}{C_b} \quad (1.35)$$

En pratique, c'est la chute de tension ( $\Delta U_b$ ) sur ( $C_b$ ), causée par le transfert de charges ( $\Delta q$ ), qu'on décèle avec les circuits de mesure.

#### 1.2.6.4 Effet de pointe

Les systèmes d'isolation dans l'équipement électrique de puissance contiennent souvent des inclusions ou des irrégularités de formes géométriques pointues qui engendrent un manque d'uniformité dans le champ électrique. À titre d'exemple, dans le cas d'une configuration d'électrodes pointe-plan, on démontre que le champ électrique au voisinage de la pointe prend des valeurs beaucoup plus importantes que près du plan de neutre. Si la pointe est assumée avoir une forme hyperbolique, la formule qui permet de calculer analytiquement le champ maximal au sommet de la pointe est donnée par (Mason, 1955) :

$$E_{\max} = \frac{2U \sqrt{\left(1 + \frac{r}{d}\right)}}{r \ln \left( \frac{r + 2d + 2\sqrt{d(d+r)}}{r} \right)} \quad (1.36)$$

### 1.3 Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons abordé les paramètres clés influant sur les mécanismes de création des porteurs de charges. Il en ressort que ces mécanismes sont complexes et variés en fonction du milieu diélectrique étudié ainsi que des paramètres électriques et géométriques du milieu soumis au champ électrique.

## CHAPITRE II

# Phénomènes de Préclaquage et de Claquage dans les Isolants Liquides

## 2.1 Introduction

L'emploi simultané de techniques de mesure, de visualisation et d'enregistrement des phénomènes électriques et optiques ultrarapides, a permis de progresser dans l'identification et l'interprétation des différents mécanismes prenant naissance au sein des diélectriques liquides lorsque ceux-ci sont soumis à des champs électriques intenses. En effet, grâce à ces techniques, il est devenu possible de suivre les différentes étapes conduisant au claquage et d'établir que le claquage dans les liquides, dans une géométrie divergente (pointe – plan, par exemple) est généralement précédé par des phénomènes appelés “streamers” dont l'indice de réfraction est différent de celui du liquide environnant et dont la structure (arborescente) est similaire à celle observée dans les diélectriques solides et dans les gaz [36]. Contrairement aux décharges dans les gaz, le terme streamer dans les diélectriques liquides inclut également d'autres structures de décharges comme la forme mono- canal. Les termes “streamer” et “leader” ont été utilisés dans le passé (avant les années 60 du siècle dernier) et certains auteurs les emploient à nouveau pour décrire les décharges dans les grands intervalles d'huile.

On distingue généralement deux phases dans le préclaquage: (i) une phase d'initiation correspondant à l'apparition d'une perturbation (de quelques  $\mu\text{m}$  de diamètre) caractérisée par un indice de réfraction différent de celui du liquide environnant, au voisinage de l'électrode acérée (dans un système d'électrodes pointe – plan, par exemple). L'instabilité à la surface de cette perturbation conduit à la génération de structures plus ou moins ramifiées: le streamer, et (ii) une phase de propagation du streamer vers l'électrode opposée dont l'issue est généralement fatale: l'arc [37, 38].

## 2.2 Phase de génération : génération d'une bulle de gaz [36]

Il a été clairement établi et ce dans de nombreux liquides sous différents types de tensions (AC, DC ou impulsionnelle), que la perturbation observée dans la phase de génération est une bulle de gaz résultant d'un échauffement local du liquide [37-39]. Sa génération suit les premières impulsions de courants enregistrés lorsque la tension est augmentée progressivement. Chaque impulsion de courant résulterait d'une avalanche électronique en phase liquide [40, 41]. Dans le cyclohexane, en géométrie pointe – plan, sous tension continue et pour des pointes de rayon de courbure supérieur à  $0,5 \mu\text{m}$ , il a été démontré [40, 42] que pour un champ seuil de  $7 \text{ MV/cm}$ , avec une pointe cathode, des impulsions de courant très brèves et très rapprochées prenaient naissance. Ce régime impulsionnel présente de nombreuses similitudes avec le régime de Trichel dans les gaz électronégatifs. Des résultats similaires ont été obtenus dans le propane, le n-pentane et le n- décane [41]. Ces impulsions de courant disparaissent quand le rayon de la pointe devient inférieur à  $0,3 \mu\text{m}$  environ. Dans ce cas, le champ peut atteindre  $20 \text{ MV/cm}$  au niveau de la pointe sans avoir d'avalanches électroniques perceptibles. Notons que la génération de cette bulle de gaz est toujours la conséquence d'une injection de courant. L'atténuation d'un faisceau lumineux (rayon laser d'une dizaine de  $\mu\text{m}$  de diamètre) éclairant le voisinage de la pointe, avec un léger retard par rapport au signal du courant, en est la preuve. Aussi, en polarité positive, les deux signaux (courant et lumière) s'estompent au même instant alors qu'en polarité négative l'atténuation lumineuse persiste au-delà du retour à zéro du courant injecté, démontrant ainsi que la dynamique de la bulle n'est pas la même selon la polarité [39]. Notons que dans certains cas, il peut y avoir apparition d'une impulsion de courant non accompagné d'atténuation du faisceau lumineux émis par le laser. L'injection de courant n'entraîne donc pas forcément la création d'une bulle. Dans ce cas, il peut s'agir de phénomènes électrohydrodynamiques (EHD).

En admettant que toute l'énergie correspondant au premier pic de courant sert à la vaporisation du liquide, le volume de gaz (vapeur de liquide) calculé pour cette énergie est du

même ordre que celui observé expérimentalement [41]. La pression électrique est généralement beaucoup plus élevée que la pression locale du gaz de sorte que l'expansion de la bulle est déterminée par les forces électriques.

### 2.2.1 Dynamique des bulles

La génération de bulles par des impulsions de courant constitue la première étape du phénomène de streamers. Comme nous l'avons indiqué ci-dessus, lorsque la tension appliquée est supérieure à une certaine tension dite seuil de génération, une bulle de gaz résultant de l'injection d'une impulsion de courant de forme triangulaire, prend naissance. Une fois atteint son rayon maximum, cette bulle montre une série de cycles expansion/implosion avant de disparaître (Figure 2.1) [41-43].

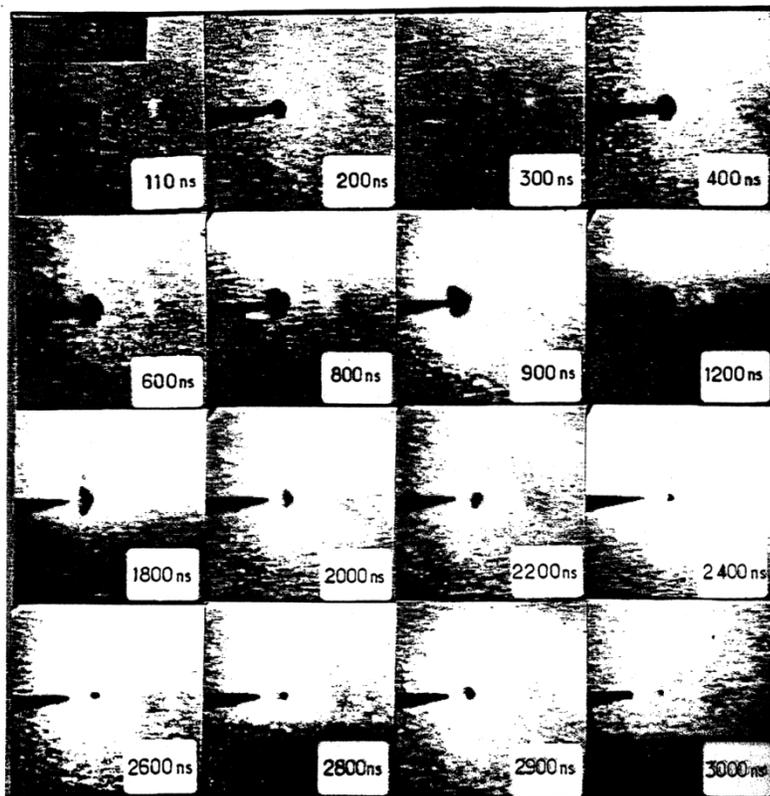


Figure 2.1 : Visualisation de la dynamique de la bulle (expansion/implosion et rebondissements) en fonction du temps de retard à l'instant initial d'apparition de l'impulsion de courant. (Cyclohexane,  $W = 5 \text{ nJ}$ ,  $P_{\infty} = 1.3 \cdot 10^5 \text{ bar}$ ) [44].

L'étude de la dynamique d'expansion de la bulle est un problème complexe du fait de la présence de l'onde de choc qui comprime et met en mouvement le liquide derrière elle, ce qui induit une modification du champ de pression à l'interface. En ce qui concerne la phase d'implosion qui lui fait suite, sa dynamique dépend pour beaucoup des caractéristiques du liquide (viscosité en particulier) et de l'énergie injectée. De plus, la bulle perd une grande partie de son énergie sous la forme d'une émission d'une onde de pression à la fin de chaque phase d'implosion, lorsque son volume est minimal. Quelle que soit la pression appliquée, la durée des rebonds (cycle expansion/implosion) d'une bulle augmente avec la température du liquide [43].

L'un des modèles décrivant la dynamique de la bulle est celui de Rayleigh [45]. Ce modèle analyse la dynamique d'implosion d'une cavité sphérique contrôlée par l'inertie du liquide, supposé homogène, incompressible et de volume infini. Ce modèle néglige les échanges de chaleur et de masse à l'interface. La bulle est soumise à la pression exercée par le liquide. Le rayon de la bulle est une fonction du temps. La contraction de la bulle entraîne la mise en mouvement du liquide. D'après Rayleigh, l'hypothèse de la bulle vide ne peut expliquer l'apparition des rebondissements suite à la première implosion. Il a trouvé nécessaire de tenir compte de la présence de gaz ou de vapeur qui empêcherait le rayon de la bulle de s'annuler et la vitesse de l'interface de devenir infiniment grande lorsque le rayon tend vers zéro.

La viscosité et la pression du liquide influencent considérablement la dynamique des bulles. Plus la viscosité et la pression du liquide sont élevées, plus la durée des rebonds diminue [46, 47].

Le maintien de la tension à une valeur légèrement au dessus du seuil de génération peut donner naissance à une série d'impulsions de courant très brèves accompagnées de l'apparition d'un chapelet de bulles (Figure 2.2).

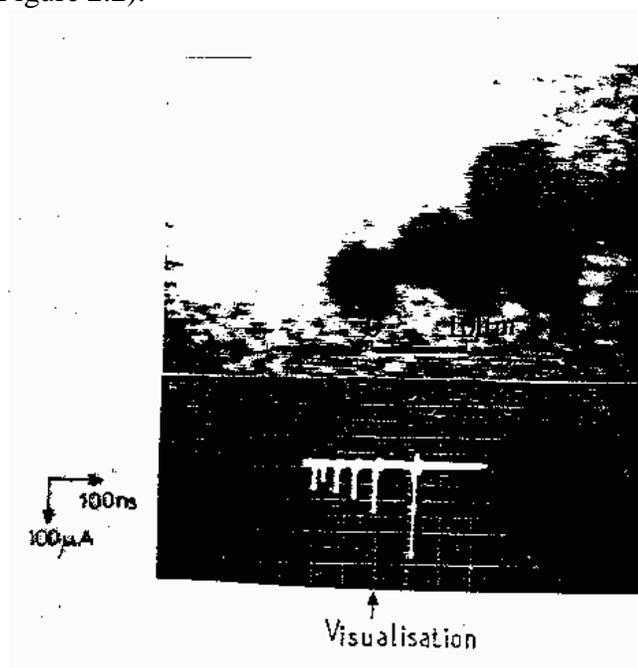


Figure 2.2 : Photographie d'un chapelet de bulles produit par un train d'impulsions de courant (cyclohexane,  $U = -5 \text{ kV}$ ;  $P = 1 \text{ bar}$ ) [48].

### 2.2.2 Paramètres influençant la tension de génération des streamers

Dans le cyclohexane pur, en géométrie pointe-plan, Beroual et al [49] ont observé que la tension de génération croît avec le rayon de courbure de la pointe (Figure 2.3) et qu'elle est peu sensible à la distance inter électrode dans la gamme considérée ( $0.5 \text{ mm} \leq d \leq 6 \text{ mm}$ ). Par ailleurs, le champ harmonique déterminé à partir de la tension de génération mesurée expérimentalement varie en  $r_p^{-n}$  ( $1/2 < n \leq 2/3$ ).

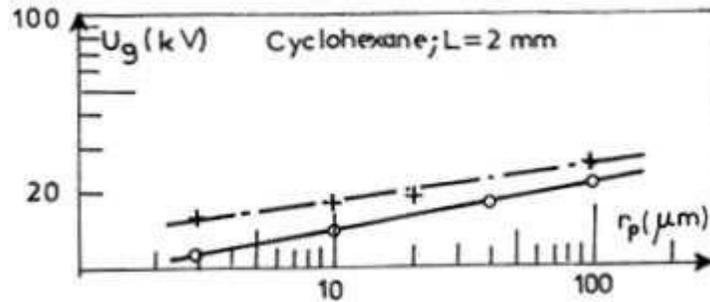


Figure 2.3: Tension de génération des streamers dans le cyclohexane en créneau de tension en fonction du rayon de courbure de la pointe en deux polarités : (+) pointe positive, (o) pointe négative [49].

Les tensions de génération en polarité positives sont généralement supérieures à celles obtenues en polarité négative. Ces tensions, peu sensibles à la variation de la distance inter-électrodes, augmentent linéairement avec la pression [39, 49,50].

L'addition de produits, à bas potentiel d'ionisation ou contenant des halogènes, aux liquides industriels augmente la tension de génération [37, 51].

Pour des pressions variables entre 1 et 15 bars, sous tension continue, les tensions de génération, pour les deux polarités, croient linéairement [37, 52].

### 2.3 Transition bulle – streamer [36]

Lorsque la tension appliquée augmente bien au-delà de la tension seuil, le nombre et l'amplitude des impulsions de courant augmentent avec la tension [39, 40, 53]. Chaque impulsion de courant correspond à une décharge dans la bulle initiale et entraîne la création d'une quantité supplémentaire de gaz, le contour de la bulle se déforme et son volume augmente, c'est la phase de propagation. A. Larson et M. Bengtsson [54] ont démontré qu'après formation de la bulle gazeuse, les décharges partielles qui s'y développent, provoquent une augmentation de la pression conduisant ainsi au développement de la cavité. Aka et Beroual [55] ont proposé un modèle mathématique permettant de décrire de façon détaillée la transition bulle – streamers. Ils ont montré que selon les conditions expérimentales, différents modes de déformation de l'interface de la bulle peuvent apparaître et selon ces modes, différents types de streamers (buissons, pagodes, filamenteux ...) peuvent prendre naissance. L'apparition de ces modes dépend énormément des champs locaux aux différents sites de l'interface.

### 2.4 Propagation des streamers [36]

#### 2.4.1 Mécanisme de formation des streamers et leurs caractéristiques

Il se dégage des théories existantes, deux conceptions différentes concernant la nature et les processus de formation de streamers. La première est basée sur le phénomène d'ionisation en avalanche dans les liquides (comme dans les gaz) donnant lieu à une phase gazeuse ionisée. La deuxième est basée sur le phénomène d'ionisation en avalanche dans les bulles de gaz résultant d'une vaporisation locale du liquide.

Beroual [37, 51] a montré que les mécanismes gazeux (où la bulle sert de détonateur) et électroniques ne peuvent agir singulièrement. L'influence remarquable de la pression hydrostatique sur l'initiation et la propagation des streamers, et l'analyse chromatographique des liquides testés, montrent que la nature physique des streamers est gazeuse. D'autre part, l'action d'additifs spécifiques (capteurs d'électrons et à bas potentiel d'ionisation), l'effet de la présence d'halogènes dans la molécule du liquide sur les streamers, et l'analyse spectroscopique de la

lumière émise par les streamers, indiquent que les processus électroniques sont aussi présents.

Les streamers sont caractérisés par leur forme et leur vitesse. Ils sont accompagnés de courants, d'émission lumineuse et d'ondes de chocs. Ces caractéristiques dépendent de la composition chimique et des propriétés physiques du liquide (pur ou contenant de faibles concentrations d'additifs spécifiques), de la pression et de la température, de la géométrie des électrodes, de l'amplitude, de la polarité et de la forme de la tension, des contaminants de l'air, de l'humidité, des particules et autres traces d'impuretés présentes. Il existe une corrélation étroite entre ces différentes caractéristiques [37, 56].

Notons que les mesures du champ électrique par effet Kerr montrent que les streamers sont conducteurs avec une chute de tension aux bornes du streamer <10% de la tension totale appliquée aux électrodes [57].

Les formes arborescentes des streamers sont généralement classées en lents et "buissonneux" pour les streamers émanant de l'électrode négative ou rapides et "filamentaires" avec un diamètre typique des filaments de l'ordre de 10 µm pour les streamers émanant de l'électrode positive [37]. Les streamers positifs sont souvent plus rapides que les streamers négatifs (environ 10 fois plus), à l'exception de l'huile de transformateur où les vitesses des streamers positifs et négatifs sont du même ordre. Cette classification selon la polarité a été remise en cause par Beroual [49,51] Il a montré en effet que dans les liquides contenant un halogène dans leur molécule, les streamers négatifs peuvent être également filamenteux et très rapides. Notons que certains auteurs classent les streamers positifs en plusieurs modes selon leurs vitesses de propagation ; ils distinguent généralement trois modes consécutifs: 1<sup>er</sup>, 2<sup>ème</sup> et 3<sup>ème</sup> modes de propagation [57, 58].

Dans ce qui suit, nous allons décrire de façon synthétique l'influence de divers paramètres sur certaines caractéristiques des streamers.

#### **2.4.2 Courant et émission lumineuse accompagnant les streamers**

L'amplitude et la forme des courants et des signaux lumineux associés aux streamers dépendent de plusieurs paramètres. En géométrie pointe – plan et pour de faibles intervalles (<5 cm), les courants et émissions lumineuses (signaux) des streamers lents du type "buisson" comportent des impulsions rapides, irrégulièrement espacées et dont le nombre et l'amplitude augmentent avec le temps de propagation des streamers et/ou la tension appliquée et/ou lorsque l'intervalle inter électrodes diminue, quelle que soit la polarité (Figure 2.4) [37]. Les courants et la lumière émise par les streamers filamenteux rapides présentent une composante continue sur laquelle se superposent d'autres impulsions, de fréquences plus régulières que celles relatives aux streamers lents [53, 59]. Quels soient la polarité et le liquide testé, le courant des streamers rapides est plus élevé que celui de streamers lents [37]. De façon générale, l'amplitude des courants et l'intensité de la lumière émise augmentent avec la vitesse de propagation des streamers et ce dans les deux polarités.

Pour les grandes distances inter électrodes (5 à 100 cm), les courants de streamers aussi bien positifs que négatifs, comportent des impulsions irrégulièrement espacées [59]. L'amplitude de ces impulsions peut atteindre quelques ampères. La forme du courant de streamers et du signal lumineux associée, sous la tension alternative, sont similaires à ceux observés sous tension impulsionnelle ou en créneau de tension [37].

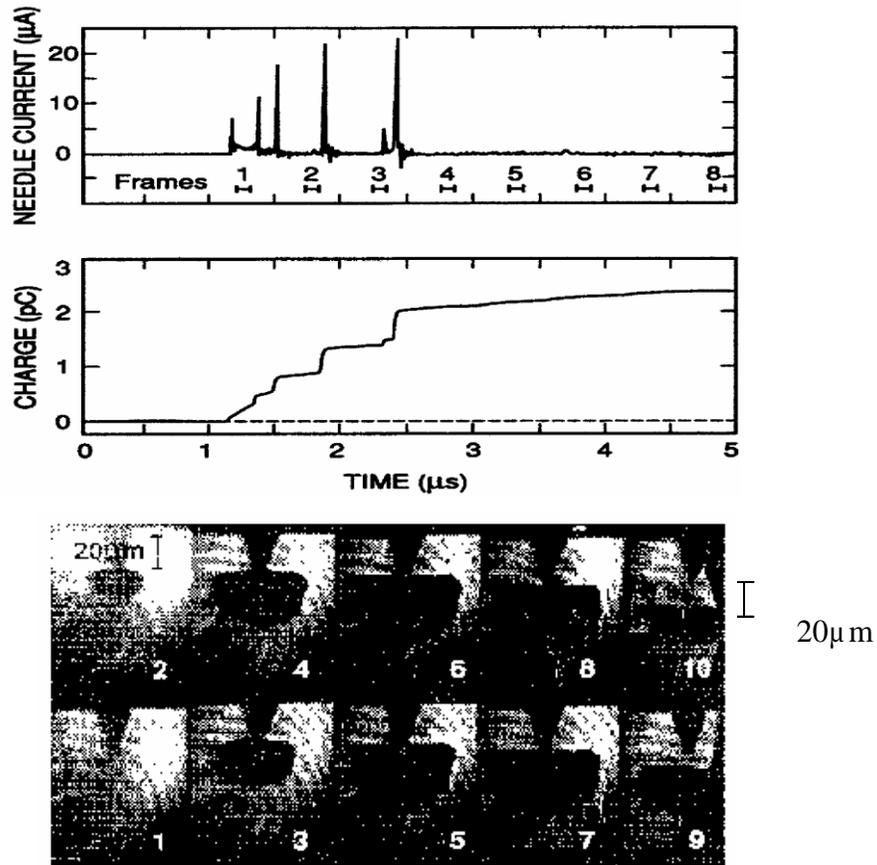


Figure 2.4 : Enregistrement simultané de l'évolution d'un streamer négatif dans l'hexane avec le courant et la charge correspondante.  $U=15.5$  kV ;  $d=3.2$  mm ;  $r_p=1$  µm. L'intervalle entre images et le temps d'exposition sont respectivement de 512 et 102 ns [60].

Comme le courant, la charge électrique dépend de la forme et de la vitesse des streamers [37]. La charge totale des streamers rapides est plus élevée que celle des streamers lents. Plus l'énergie de streamer est élevée, plus sa vitesse est élevée.

### 2.4.3 Influence des propriétés du liquide

#### 2.4.3.1 Influence de la viscosité et de la masse volumique

La viscosité des liquides n'a qu'une influence très limitée sur la vitesse de propagation des streamers [37, 61]. En effet, l'étude de quatre huiles silicones à savoir des polybutènes fluides – Napvis de viscosité variant de 90 à  $4 \cdot 10^5$  cSt à  $-20^\circ\text{C}$ , n'a montré qu'une très légère tendance à la décroissance de la vitesse des streamers lents, obtenus en polarité négative avec une géométrie pointe – plan, lorsque la viscosité augmente. Des résultats comparables ont été également obtenus en polarité positive. Des résultats similaires ont été obtenus avec d'autres huiles silicones - des polydiméthylsiloxanes – dont la viscosité variait de  $10$  à  $10^4$  cSt [62].

En ce qui concerne l'influence de la masse volumique, Sakamoto et Yamada [58] ont classé les liquides diélectriques en fonction de leur masse volumique et de la vitesse des streamers positifs. Beroual [51] avait démontré que cette classification n'est pas justifiée car dans les liquides halogénés, la vitesse des streamers positif et négatif est plus importante que celle obtenue dans liquides sans halogènes indépendamment de leurs masses moléculaires.

### 2.4.3.2 Influence de la structure moléculaire

La structure moléculaire a un effet significatif sur la propagation des streamers. Le principal paramètre affectant la propagation des streamers est l'affinité électronique des molécules du liquide [37]. La présence d'un seul atome de chlore dans le chlorocyclohexane mène à une multiplication de la vitesse des streamers négatifs par un facteur 10 par rapport à celle obtenue dans le cyclohexane pur (où les streamers sont lents et en forme de buisson) [62]. Le streamer est plus filamenteux, donc plus rapide dans le chlorocyclohexane que dans les autres liquides exempt d'halogènes tels que le cyclohexane, le transdécahydronaphthalène et le cis-décahydronaphthalène [53].

Dans la plupart des hydrocarbures saturés (avec un rayon de courbure de l'électrode pointe  $>10 \mu\text{m}$ ), le streamer négatif présente une structure en buisson alors que dans les liquides aromatiques purs (hydrocarbure non saturés), on observe une structure filamenteuse [37]. La longueur finale des streamers positifs dans les liquides contenant des liaisons doubles, est plus élevée que celle obtenue dans les liquides hydrocarbures linéaires et saturés [63]. L'influence de la longueur de la chaîne d'hydrocarbure du liquide a été étudiée sous un champ non uniforme dans les hydrocarbures linéaires par [64], il a été observé que la vitesse de propagation des streamers augmente avec la longueur de la chaîne d'hydrocarbure du liquide dans les deux polarités.

Pour les longs intervalles inter électrode, les streamers rapides dans les huiles esters synthétiques apparaissent à des tensions beaucoup plus faibles que pour les huiles minérales [48]

### 2.4.4 Influence de la pression

Il est connu depuis longtemps qu'une augmentation de la pression hydrostatique améliore de façon importante la rigidité diélectrique d'un liquide. L'influence de la pression sur la rigidité diélectrique diffère selon la polarité. Dans certains liquides, il semble qu'en polarité négative la tension de claquage augmente avec la pression, alors qu'en polarité positive la tension de claquage augmente relativement peu. Les processus gazeux dominent donc en polarité négative plus qu'en polarité positive [52, 55, 56].



Figure 2.5 : Streamer négatif dans le cyclohexane sous l'influence de la pression [65, 66].

En effet, une pression de quelques bars peut faire disparaître le streamer (Figure 2.5). Cependant, il faut beaucoup plus de pression pour les streamers rapides filamenteux que pour les streamers lents en forme de buisson. Des effets similaires ont été également observés sur les courants associés aux streamers ; l'augmentation de la pression réduit la fréquence et l'amplitude des courants associés aux streamers. Au-dessus d'une pression seuil (ou pression de disparition) liée à l'énergie du streamer, les impulsions de courants et de lumière correspondants disparaissent. Aucun effet appréciable n'a été cependant relevé lorsque la pression est diminuée en dessous de la pression atmosphérique [37].

#### 2.4.5 Influence de la température

Dans certains liquides, tels que le n-hexane et le cyclohexane, l'augmentation de la température a pour effet d'augmenter la vitesse de propagation des streamers rapides ou encore la probabilité d'apparition des streamers lents [67]. La vitesse des streamers positifs dans le cyclohexane passe de 1.9 à 3 km/s lorsque la température est élevée de 18 à 76°C alors qu'aucun changement dans la tension de génération n'a été relevé dans ce liquide. Seule une légère augmentation du nombre et de l'amplitude des pics de courant et de lumière, a été observée. Par contre, lorsqu'on baisse la température à une valeur comprise entre -6 et -30 °C, la tension de génération devient beaucoup plus importante qu'aux températures supérieures à +5 °C : Elle augmente de 15 à 25 kV en polarité négative et de 17 à 26 kV en polarité positive [68].

En portant l'hexane jusqu'à une température proche de son point d'ébullition, McGrath et Nelson [69] n'ont observé pratiquement aucun effet sur les phénomènes de préclaquage. La vitesse des streamers positifs passe de 2.3 km/s à seulement 2.7 km/s lorsque la température varie de 5 à 42 °C, celle des streamers négatifs ne subit aucune variation.

#### 2.4.6 Influence de la polarité

En géométrie pointe – plan, l'influence de la polarité se manifeste sur la génération, la forme et la vitesse de propagation des streamers (Figure 2.6).

**Streamer positif** : lorsque la valeur du champ appliqué est modérée ( $2 \text{ MV/cm} < E < 12 \text{ MV/cm}$ ), les streamers positifs primaires apparaissent en branches sous forme de "parapluie" [37]. Ils se propagent à une vitesse constante de l'ordre de 2 à 3 km/s. Aux champs très élevés, un streamer très filamentaire donc très rapide (plus 100 km/s), dit streamer positif de 3<sup>ème</sup> mode peut être observé.

**Streamer négatif** : les streamers prennent naissance à partir d'un champ à la pointe  $E > 2.5 \text{ MV/cm}$  sous forme de buisson dont les branches (de diamètre de l'ordre de 30 à 70  $\mu\text{m}$ ) se propagent simultanément dans les directions axiale et latérale jusqu'à atteindre l'électrode opposée [37]. Aux valeurs de champ plus élevées, le streamer apparaît sous forme de buisson assez compact et se propage à une vitesse légèrement supérieure à celle des précédents. Lorsque le champ est très élevé, une seule branche (streamer monocanal) atteint l'électrode opposée à une vitesse pouvant dépasser les 100 km/s [37]. Par conséquent, on peut également avoir des streamers très rapides en polarité négative.

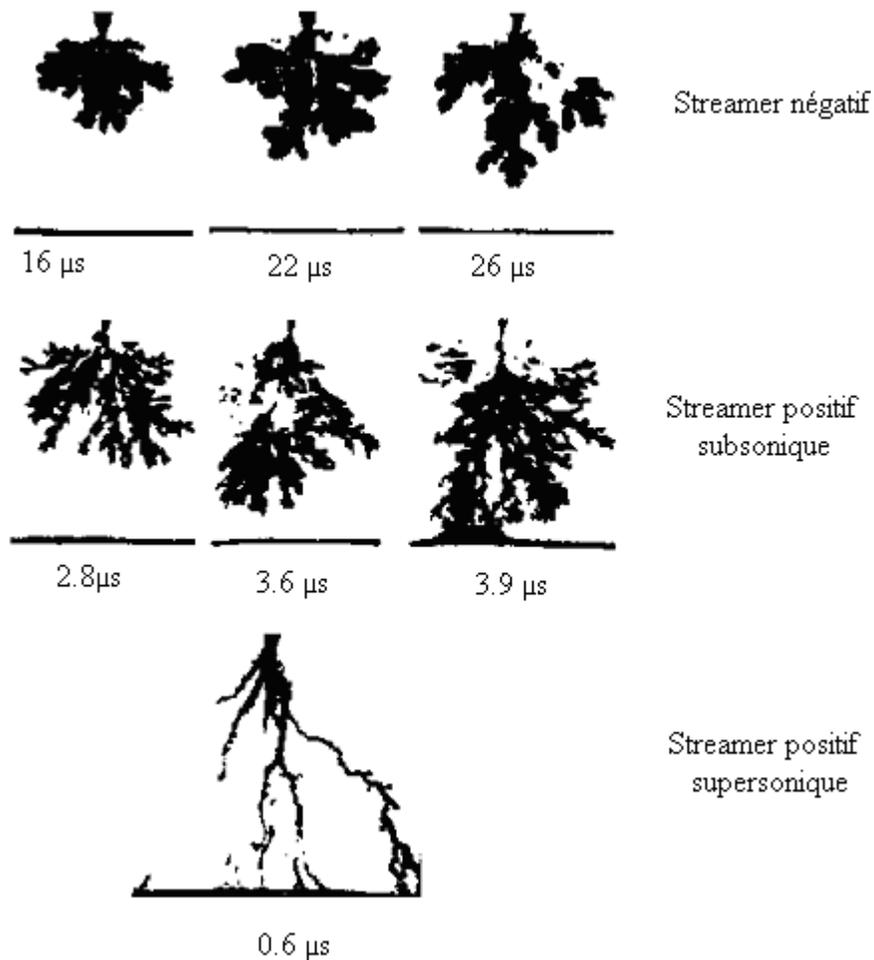


Figure 2.6 : Types de streamers usuellement observés dans le cyclohexane [53].

#### 2.4.7 Influence de la géométrie des électrodes

La vitesse et le mode de propagation des streamers dépendent énormément du champ électrique, qui est fonction de la tension appliquée, de la géométrie d'électrode (rayon de courbure d'électrode pointe et distance inter électrode), de la charge d'espace provenant du volume de liquide ou des électrodes (injection). En géométrie pointe – plane, la forme de streamers peut changer avec le rayon de courbure de la pointe. Aux rayons de courbure supérieurs à la valeur critique, seuls les streamers en buisson sont observés en pointe négative. Et aux rayons de courbure inférieurs à la valeur critique, les formes de streamers changent de sphérique à hémisphérique, pagode et buisson avec l'augmentation de la tension appliquée [37].

Dans les géométries d'électrode très divergentes, sous tension alternative, avec une distance inter électrode de 25 mm environ et un champ moyen  $E < 10 \text{ kV/cm}$ , le claquage du liquide est contrôlé par la propagation des streamers positifs, alors que dans les géométries divergentes modérées avec une distance inter électrode de l'ordre de 5 mm et un champ moyen  $E < 80 \text{ kV/cm}$ , le claquage du liquide est contrôlé par un streamer négatif [37].

Pour une tension donnée, le temps de retard au claquage augmente linéairement avec la distance inter électrode, alors que l'amplitude, la durée, le nombre et la longueur des streamers diminuent [37, 53].

### 2.4.8 Influence des additifs

La question de l'effet des additifs, en particulier les composés capteurs d'électrons et à bas potentiel d'ionisation, sur la propagation de streamers et sur la tenue diélectrique est capitale. Y a-t-il un lien entre la vitesse des streamers et la tension de claquage ?

#### *Additifs capteurs d'électrons*

La présence de faibles concentrations de composés poly-aromatiques, réduit de façon significative la rigidité d'une huile naphthénique en géométrie pointe – sphère sous tension impulsionnelle [38, 70-72]. Cette réduction peut être due à la diminution de la tension de génération des streamers ou à l'augmentation de leur vitesse. Ces composés ayant à la fois un bas potentiel d'ionisation et une grande affinité électronique, il est difficile de savoir laquelle des deux phases (génération ou propagation) est affectée par leur présence. Et c'est dans un travail de pionniers que Devins et al. [38] ont mis en lumière l'effet de chaque type d'additifs. Ils ont observé que l'addition de composés capteurs d'électrons tels que l'hexafluorure de soufre (SF<sub>6</sub>) ou de chlorure d'éthylène à une huile naphthénique ou au 2, 2, 4 – triméthylpentane, rendait les streamers négatifs plus filamenteux et plus rapides. Aucun effet remarquable n'a été observé sur les streamers positifs.

En ajoutant 0.04 mol/l de tétrachlorure de carbone, CCl<sub>4</sub>, (composé capteur d'électrons) au cyclohexane, Beroual [62] et al. ont observé que les streamers négatifs devenaient plus filamenteux et plus rapides avec des vitesses pouvant être multipliées par un facteur 10, les pics de courant et de la lumière associés plus nombreux et intenses (Figure 2.7 et 2.8a). Il n'y a pas d'effet notable de ces additifs sur les streamers positifs dans les mêmes liquides.

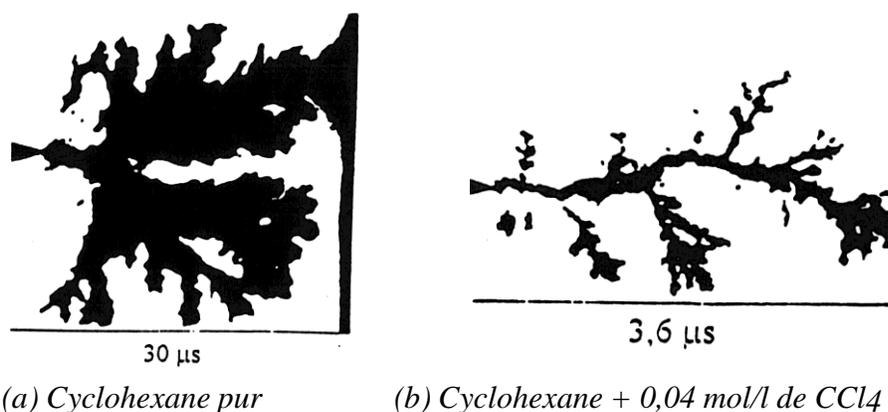


Figure 2.7. Influence des additifs sur la forme des streamers négatifs dans le cyclohexane,  $U=50$  kV;  $L=2$  mm;  $r_p=3$  mm [62].

#### *Additifs à bas potentiel d'ionisation*

L'ajout de faibles concentrations de composés à bas potentiel d'ionisation telle que la N, N'-diméthylaniline (DMA) accélère les streamers positifs dans l'huile naphthénique (Marcol 36) ; la vitesse est multipliée par un facteur 2 à 3. Aucun effet n'est observé sur la vitesse des streamers négatifs [58]. Beroual [62] et al. ont observé une légère augmentation de la vitesse de streamers négatifs et une multiplication par un facteur 3 de celle de streamers positifs, en ajoutant 0.05 mole/l de tétraméthyle paradiphénylamine (TMDP) au cyclohexane. Cependant, au

dessus d'une concentration de 0.4 à 0.5 mole/l, aucune augmentation significative de la vitesse  $n$  est observée. Un effet similaire est observé avec la DMA (Figure 2.8b) [72].

L'effet des additifs capteurs d'électrons ou à bas potentiel d'ionisation montre bien l'implication des processus électroniques dans le mécanisme de propagation des streamers.

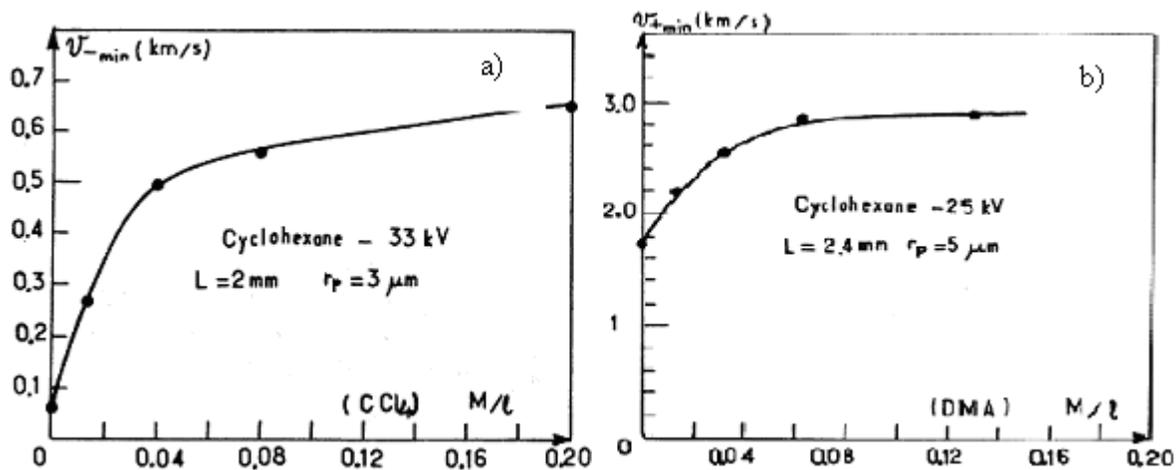


Figure 2.8 : Effet des additifs (a) capteurs d'électron ( $\text{CCl}_4$ ) sur la vitesse des streamers négatifs et (b) à bas potentiel d'ionisation (DMA) sur la vitesse des streamers positifs [62]

#### 2.4.9 Analyses spectrale et chromatographique

Les analyses spectroscopiques de la lumière émise par les streamers ont révélé dans le n-hexane, la présence d'hydrogène atomique et moléculaire et de carbone ( $\text{C}_2$  et  $\text{C}_3$ ) ainsi que des traces de métal provenant des électrodes [73, 74].

Dans le cyclohexane, le mono-dibenzyle-toluène (M/DBT) et le phenylxyléthane (PXE), il a été observé une formation d'hydrogène aussi bien atomique que moléculaire et des substances carbonées [75]. La formation de ces espèces a été attribuée à la dissociation des molécules du liquide pouvant être engendrée par un mécanisme d'avalanche électronique similaire à celui observé dans les gaz.

Les analyses chromatographiques des gaz dissous, générés par les streamers, dans le PXE et le M/DBT ont mis en évidence l'existence de  $\text{H}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_6$  et  $\text{C}_2\text{H}_2$ . La formation de ces produits a été attribuée à la recombinaison du carbone et de l'hydrogène provenant de la dissociation et la fragmentation des molécules du liquide [75].

#### 2.5 Étude statistique de la tension de claquage

Pour envisager l'utilisation d'une huile quelconque comme huile de substitution à une huile minérale ou synthétique, dans les matériels électriques (transformateurs de puissance en particulier), il est nécessaire de comparer ses caractéristiques à celle de l'huile minérale. Parmi celles-ci, la tension de claquage (ou tenue diélectrique) constitue un paramètre de première importance. Celle-ci est en générale mesurée selon des normes dans des géométries d'électrodes bien définies [76, 77].

La tension de claquage est une fonction des propriétés physicochimiques de l'huile et des impuretés qui peuvent y être présentes. Comme le claquage est un phénomène aléatoire [78, 79], il est nécessaire d'analyser la reproductibilité des mesures expérimentales sur un certain nombre de tests. Pour ce faire, on utilise diverses techniques statistiques [80, 81]: distribution Normale, distribution selon Weibull ...

Par exemple, pour estimer la probabilité de 0,1% de la tension de claquage dans les huiles et les mélanges, C. Perrier et al. [82, 83] ont appliqué la distribution Normale. La distribution de Weibull a été également utilisée pour estimer la probabilité de 1% et 50% de la tension de claquage dans les huiles minérales, ester naturels et synthétiques [84, 85].

### 2.5.1 Paramètres influençant la tension de claquage

#### 2.5.1.1 Influence de l'humidité relative et des particules

L'eau constitue un danger potentiel pour les isolations. Elle peut intervenir soit à court terme (par son action directe ou indirecte), soit à long terme (en favorisant certains processus de dégradation). L'eau peut être présente dans l'huile sous forme dissoute ou en émulsion. La solubilité de l'eau dans l'huile dépend de la température, du type d'huile et de son degré de vieillissement. L'influence de l'eau sur la rigidité diélectrique de l'huile est très visible particulièrement pour des intervalles inter électrodes faibles ( $< 1$  cm) dans un champ uniforme ou peu divergent. L'eau dissoute conduit à une diminution de la rigidité diélectrique. Lorsque l'eau est sous forme d'émulsion (humidité importante), la diminution de la rigidité est plus importante. En présence d'humidité ou d'impuretés hygroscopiques comme par exemple les fibres de cellulose (Figure 2.9), la rigidité diélectrique de l'huile diminue de manière très significative [86-88]. Dans ce cas, si l'intervalle inter électrodes est faible et le temps d'application de la tension long, le claquage de l'huile résultera de la formation d'un pont entre les électrodes.

Avec l'augmentation de l'espace inter électrodes, l'influence de l'humidité et des autres impuretés diminue. Lorsque l'intervalle inter électrodes est de quelques dizaines de centimètres, cette influence devient négligeable. L'influence de l'humidité et des autres impuretés est aussi faible si le temps d'application de la tension est court (cas des tensions impulsionnelles), même si l'intervalle est faible.

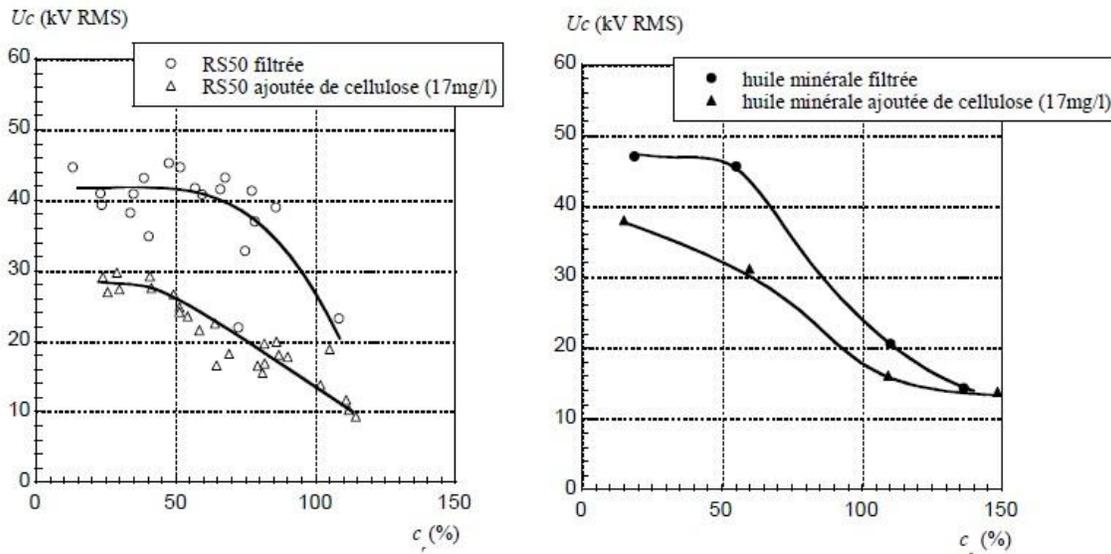


Figure 2.9: Tensions de claquage des huiles en fonction de la teneur en eau relative en présence ou non de particules de cellulose [87]

#### 2.5.1.2 Influence du temps d'application de la tension

La tension de claquage d'huile diminue avec l'augmentation du temps d'application de la tension (Figure 2.10). Cette diminution est d'autant plus importante que la concentration des impuretés dans l'huile est grande. La diminution de la tension de claquage pour des temps  $> 1$  ms est liée à l'augmentation de l'influence des impuretés. Pour de tels temps, les particules impures

se mettent en mouvement pour aller prendre place sur l'axe des électrodes qui présente le champ électrique maximum et former des ponts.

### 2.5.1.3 Influence de la géométrie des électrodes et de la polarité de tension

La tension de claquage d'une huile donnée diminue avec l'augmentation de l'intervalle inter électrode et le degré de non uniformité du champ. Pour un intervalle inter électrode donné, la tension de claquage diminue avec l'augmentation de la surface des électrodes (Figure 2.11). Les études ont montré que la tension de claquage de l'huile dépend du volume de l'huile sous contrainte [87, 89].

L'influence des dimensions sur la tension de claquage de l'huile est liée à l'existence d'impuretés dans l'espace inter électrode dont le nombre croît avec l'augmentation du volume d'huile. La tension de claquage en polarité négative est plus grande qu'en polarité positive pour un rayon de courbure d'électrode faible. Cette influence est liée à la différence dans le mécanisme d'évolution des streamers positifs et négatifs.

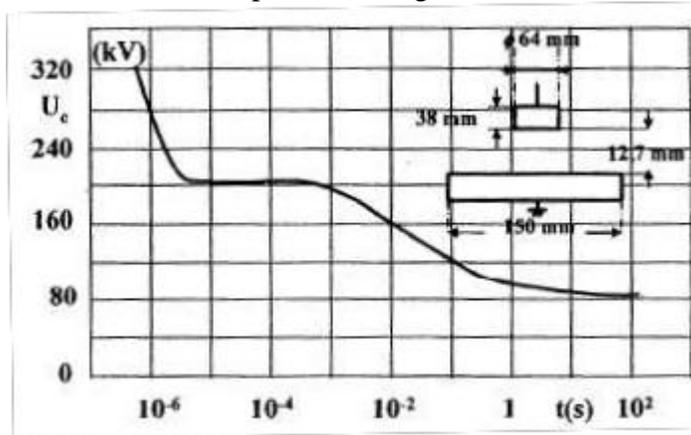


Figure 2.10: Variation de la tension de claquage de l'huile de transformateur en fonction du temps d'application de tension [90]

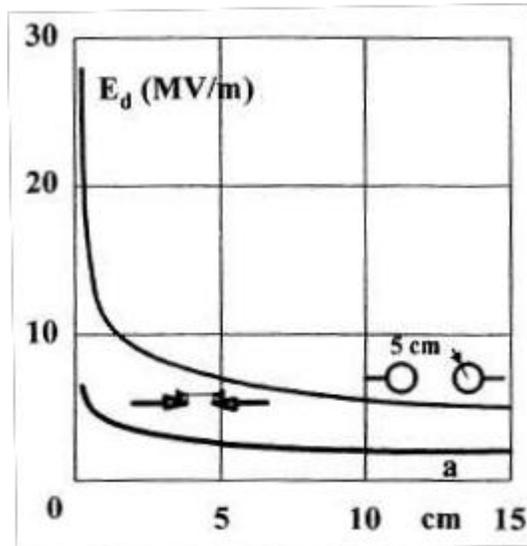


Figure 2.11: Variation de la tension de claquage de l'huile transformateur en fonction de l'intervalle inter électrode pour un système pointe – pointe et un système sphère – sphère [90].

#### ***2.5.1.4 Influence de la pression et de la température***

La tension de claquage de l'huile, sèche et bien filtrée, ne dépend pas généralement de la température dans l'intervalle allant de 0°C – 80°C environ. Dans une huile pure mais humide, la dépendance de la tension de claquage dans l'intervalle 0°C – 80°C s'explique par la température permettant à l'eau, sous forme d'émulsions, de passer sous forme dissoute. Lorsque la température est > 80°C, la diminution de la tension de claquage est liée à la vaporisation de l'eau et à la formation de bulles de gaz. L'augmentation de la tension de claquage à température < 0°C est liée à la viscosité de l'huile et au mouvement des particules de glace et des impuretés qui devient plus difficile en présence d'un champ électrique.

La tension de claquage de l'huile augmente énormément avec l'augmentation de la pression. Cette dépendance montre l'implication des phénomènes gazeux dans le mécanisme de claquage

#### ***2.5.1.5 Influence des barrières isolantes et du recouvrement d'électrodes***

En champ divergent, la présence de barrières au voisinage immédiat de l'électrode acérée permet d'améliorer de façon significative la tension de claquage de la structure. De même, le recouvrement des électrodes (Figure 2.12) par une couche isolante ou un dépôt isolant permet de relever la tension de claquage [91, 92].

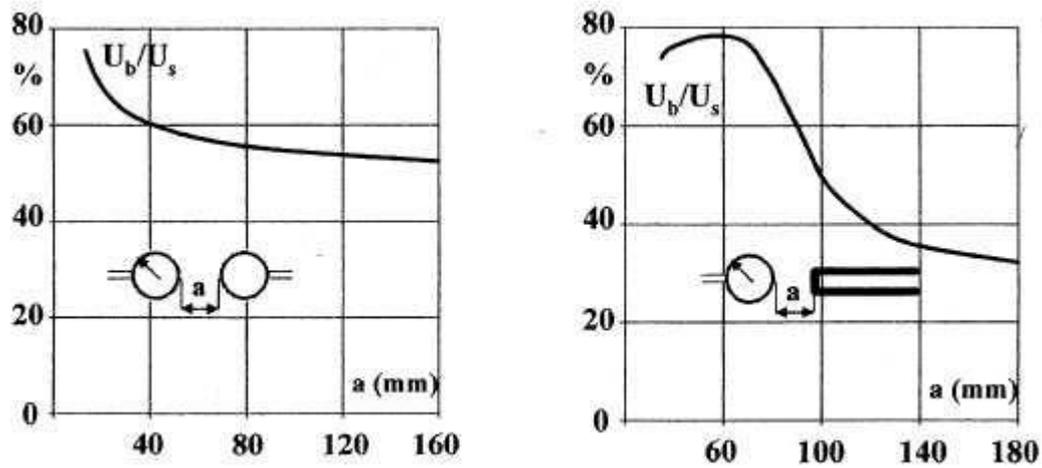


Figure 2.12: Influence du recouvrement des électrodes sur la tension de claquage de l'huile dans une géométrie : (a) sphère – sphère et (b) tige – sphère [90].

### 2.5.1.6 Influence du vieillissement

Après vieillissement, la tension de claquage de l'huile diminue [37, 93, 94] ; les huiles esters naturels gardent généralement une bonne tension de claquage et deviennent pour certaines meilleures que les huiles minérales (Figure 2.13).

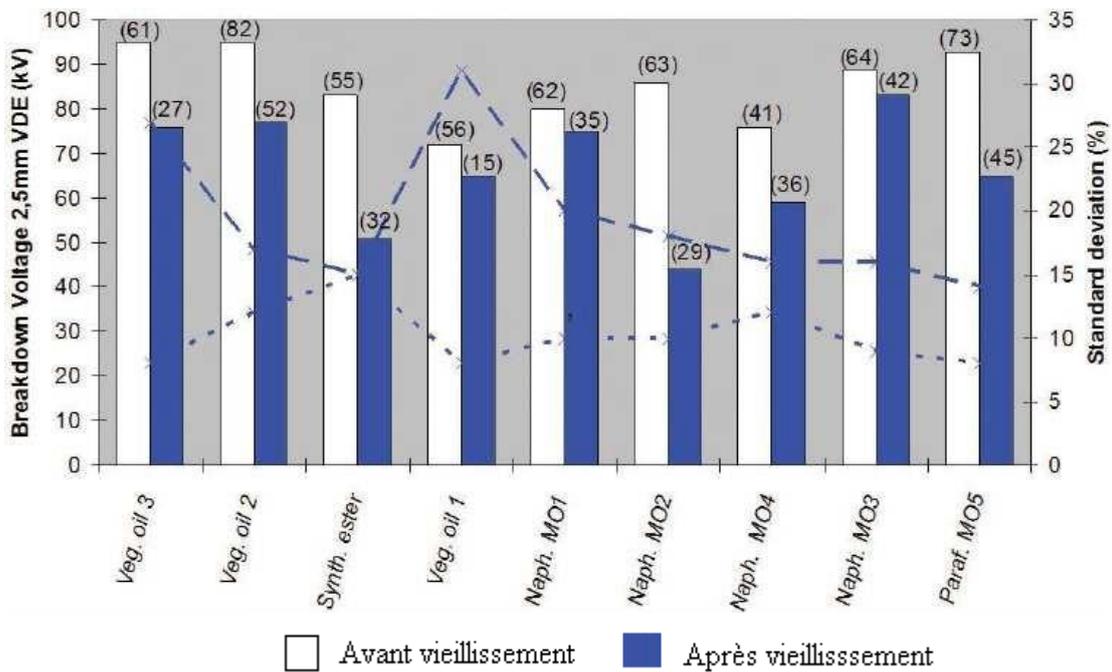


Figure 2.13: Évolution de la tension de claquage des huiles après vieillissement [95].

## 2.6. Modèles d'évaluation des vitesses de streamers [96]:

### 2.6.1 Modèle proposé par Devins, Rzad et Schwabe [38]:

En utilisant la théorie de Zener basée sur l'effet tunnel, pour calculer la concentration 'c' des porteurs de charge positifs et négatifs contenus dans un canal cylindrique conducteur de rayon  $r_s$ , Devins et al. [38] déduisent le coefficient d'ionisation :

$$\gamma = \frac{e.E.a}{h} \cdot \exp\left[-\frac{\pi^2 \cdot m_e \cdot a \cdot V_{io}^2}{h^2 \cdot e.E}\right] \quad (2.1)$$

En utilisant une distribution de champ sphérique, ils donnent l'expression de la vitesse:

$$v = \left( \frac{a.e^3.E_0^3}{\pi.m_e.V_{io}^2} \right)^{0,5} \cdot \frac{n}{c} . r_s . \operatorname{erfc} \left( \frac{\pi^2 . m_e . a . V_{io}^2}{h^2 . e . E_0} \right)^{1/2} \quad (2.2)$$

avec

$e = 1,6.10^{-19} C$  et  $m_e = 9,1.10^{-31} kg$ , la charge et la masse de l'électron.

$h = 6,626.10^{-34} J.s$ , la constante de Planck.

$V_{io} = 7 \div 15 eV$ , le potentiel d'ionisation des molécules en phase liquide (variable d'un liquide à l'autre).

$a = 0,63.10^{-9} m$ , la distance inter-moléculaire.

$n$ , le nombre de molécules par unité de volume [c.c].

$c$ , la concentration des porteurs positifs et négatifs.

$$\frac{c}{n} = \gamma$$

$E_0$ , le champ à l'extrémité du streamer de rayon  $r_s$  ( $E_0 = 2 \div 80 MV/cm$ ),  $r_s = 10 \mu m$ .

Les vitesses obtenues par ce modèle augmentent de manière quasi exponentielle avec le niveau de tension appliquée. De plus, elles sont très dépendantes de la distance intermoléculaire 'a' ; une diminution de celle-ci de  $6.3 \text{ \AA}$  à  $5 \text{ \AA}$  augmente la vitesse de plus d'un ordre de grandeur.

Les potentiels d'ionisation  $V_{io}$  dans les liquides non polaires se situent entre  $6 eV$  et  $10 eV$  [97]. Une légère baisse du potentiel d'ionisation  $V_{io}$ , de  $8$  à  $7 eV$ , multiplie la vitesse par un facteur de l'ordre de  $70$ . Par ailleurs, si on prend l'exemple de liquides largement étudiés comme le n-hexane ( $V_{io} = 8.6 eV$ ) et le n-pentane ( $V_{io} = 9.15 eV$ ) qui ont respectivement des vitesses moyennes pour les streamers filamenteux de  $3.86 km/s$  et  $4.23 km/s$  [37], on obtient par ce modèle des vitesses dans le n-pentane  $14$  fois supérieures à celles du n-hexane.

Ce modèle, quoique donnant des variations proches de celles mesurées expérimentalement pour les vitesses de streamers supersoniques (basés sur les processus électroniques), ne tient pas compte des phénomènes lents donnant naissance à des streamers buissonneux. De la même manière que le modèle proposé par Felici [98], celui ci est basé sur la propagation d'un streamer sous forme d'un seul canal conducteur.

Seule la valeur  $\gamma = 10^{-3}$  donne des grandeurs de vitesses plausibles; les valeurs ( $1, 10^{-2}, 10^{-4}$  et  $10^{-6}$ ), utilisées dans la littérature [53], donnent des vitesses excessivement élevées pour l'intervalle de champ considéré.

### **2.6.2. Modèles proposés par Watson et al. :**

Ce sont des modèles purement électrohydrodynamiques (EHD) basés sur le développement d'une cavité gazeuse préexistante ou créée par évaporation locale ou cavitation du liquide. Lors de son expansion, cette perturbation se développe en streamer. La vitesse de propagation est obtenue en combinant les équations des forces électrostatique et électrodynamique agissant à la surface du streamer.

#### **2.6.2.1.1<sup>er</sup> Modèle [99] :**

Watson considère une cavité gazeuse créée au sein du liquide en expansion entre les électrodes. La cavité est assimilée à une sphère conductrice au même potentiel que la cathode. La vitesse est donnée par la relation:

$$V_{c\omega} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{3.\rho}}.E(R_S)$$

en supposant  $E(R_S) = U / R_S.\sqrt{2}$ , on déduit l'expression de la vitesse:

$$v_{c\omega} = \left( \frac{U}{R_S} \right) \left( \frac{\varepsilon}{6.\rho} \right)^{1/2}$$

et en prenant

$$v_{c\omega} = \frac{2.R_S}{t}$$

il vient

$$R_S = \left[ U.t. \left( \frac{\varepsilon}{24.\rho} \right)^{1/2} \right]^{1/2} \quad (2.3)$$

Watson [55] donne une expression différente de l'équation (3), sous la forme :

$$R_S = \left[ U.t. \left( \frac{2.\varepsilon}{3.\rho} \right)^{1/2} \right]^{1/2}$$

En prenant les valeurs typiques :  $R_S=5\text{mm}$ ,  $U=60\text{kV}$ ,  $\varepsilon_r=2$  et  $\rho=600\div 1500\text{kg/m}^3$  pour les liquides, on obtient un temps de propagation de l'ordre de  $12\div 19\text{ms}$ . Ce temps est très élevé par rapport à ceux mesurés expérimentalement. De plus, l'auteur ne fait pas de distinction entre les streamers positifs et négatifs qui présentent dans la plupart des liquides des formes et des vitesses différentes.

#### 2.6.2.2.2<sup>ème</sup> Modèle [66, 100]:

Dans ce modèle, le streamer est assimilé à une cavité gazeuse générée au voisinage de l'électrode pointe et qui se développe dans le milieu isolant en moins d'une  $\mu\text{s}$ , avec une vitesse qui diminue dans le temps. Les forces mises en jeu dans la propagation dépendent principalement de la viscosité du liquide.

a) Expansion d'une bulle limitée par l'inertie dans un milieu de faible viscosité

En considérant la pression électrostatique  $P_{es}$  donnée par

$$P_{es} = \frac{1}{2}.\varepsilon.E^2(R_S)$$

et en prenant

$$E(R_S) = \frac{U}{R_S \left[ \frac{L_a}{R} \right]^{1/2}}$$

Watson et al. [66] obtiennent

$$P_{es} = \frac{1}{2}.\varepsilon.\frac{U^2}{L_a^{1/2}.R_S^{3/2}}$$

La force électrostatique serait alors

$$F_{es} = \int_V P_{es} dV = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot \epsilon \cdot \frac{U^2 \cdot R_S^{3/2}}{L_a^{1/2}} \quad (2.4)$$

Par ailleurs, la force d'inertie  $F_{in}$  est

$$F_{in} = \int_0^t \frac{1}{2} \cdot m \cdot v^2 \cdot dt = \frac{8}{3} \cdot \rho \cdot \pi \cdot R_S^7 \cdot \frac{1}{t} \quad (2.5)$$

En égalisant les équations (4) et (5), il vient

$$R_S = \left( \frac{1}{2} \cdot \frac{\epsilon \cdot U^2 \cdot t^2}{\rho \cdot L_a^{1/2}} \right)^{2/7}$$

au lieu de l'expression donnée par Watson et al [66]:

$$R_S = \left( \frac{2 \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot U^2 \cdot t^2}{L_a^{1/2} \cdot \rho} \right)^{2/7}$$

Les valeurs obtenues à partir de ces deux expressions sont évidemment différentes et la concordance avec les mesures expérimentales n'est pas aussi bonne comme cela a été rapporté par ces auteurs [66, 100].

b) Expansion d'une bulle limitée par la viscosité

Dans le cas d'un milieu assez visqueux, Watson et al. [66] font intervenir l'énergie due aux effets visqueux, dissipée dans le fluide enveloppant la cavité. Cette énergie par unité de temps est donnée par l'expression suivante :

$$W_v = 32 \cdot \pi \cdot \eta \cdot R_S \cdot v^2 / 3 = \frac{32}{3} \pi \cdot \eta \cdot R_S \cdot \frac{4 \cdot R_S}{t^2} \quad (2.6)$$

Par ailleurs, l'énergie fournie par la pression électrostatique s'exprime par unité de temps :

$$W_D \approx 4 \cdot \pi \cdot R_S^2 \cdot v \cdot P_{es} = 4 \cdot \pi \cdot R_S^2 \cdot \left( \frac{2 \cdot R_S}{t} \right) \cdot \left( \frac{1}{2} \cdot \epsilon \cdot \frac{U^2}{L_a^{1/2} \cdot R_S^{3/2}} \right) = \frac{4 \cdot \pi \cdot \epsilon \cdot U^2 \cdot R_S^{3/2}}{L_a^{1/2} \cdot t} \quad (2.7)$$

En égalant les deux énergies exprimées par les équations (2.6) et (2.7), on obtient:

$$R_S = \left[ \frac{3 \cdot \epsilon \cdot U^2 \cdot t}{32 \cdot \eta \cdot L_a^{1/2}} \right]^{2/3} \quad (2.8)$$

au lieu de

$$R_S = \left[ \frac{3 \cdot \epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot U^2 \cdot t}{10 \cdot \eta \cdot L_a^{1/2}} \right]^{2/3}$$

donnée par Watson et al [66].

L'équation (2.8) donne des résultats différents de ceux obtenus expérimentalement [101] en considérant des viscosités mesurées généralement à 20°C. La viscosité 'η' d'un liquide varie en fonction de sa température [61]. Il est par conséquent difficile de l'estimer lors de la propagation d'un streamer.

c) Transition au streamer

Lorsque l'instabilité de la surface de la cavité due aux phénomènes EHD atteint une certaine amplitude, le streamer prend naissance à partir de cette cavité sous forme de colonne de gaz ionisé et se propage dans le fluide visqueux sous l'action de la force électrostatique supposée concentrée à la tête du streamer.

Pour calculer la force électrostatique, les auteurs considèrent un champ similaire à celui d'une configuration hyperboloïde-plan [66].

$$E(R_S) = \frac{U}{R_S^{3/4} \cdot L_a^{1/4}}$$

et donc

$$F_{es} = \frac{1}{2} \varepsilon \cdot E^2 \int_S dS,$$

en supposant un streamer en monocanal cylindrique de rayon  $R_S$  évoluant entre deux électrodes (pointe et plan) distantes de  $d$ , on obtient :

$$F_{es} = \pi \cdot \varepsilon \cdot U^2 \cdot \left( \frac{d}{R_S} \right)^{1/2}$$

au lieu de

$$F_{es} = \pi \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot U^2 \cdot \left( \frac{R_S}{d} \right)^{1/2}$$

Par ailleurs, la force par unité de surface due à la friction superficielle, estimée par Rayleigh [102], est :

$$\frac{dF}{dS} \approx \rho \cdot v \cdot \left[ \frac{\nu}{\pi \cdot t} \right]^{1/2}$$

où  $v$  est la vitesse du streamer et  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide.

En posant  $t = \frac{x}{v}$ , il vient

$$F = \int_S \rho \cdot v \cdot \left[ \frac{\nu \cdot v}{\pi \cdot x} \right]^{1/2} \cdot dS = 4 \cdot \pi \cdot R_S \cdot \rho \cdot \left[ \frac{\nu \cdot v^3 \cdot l}{\pi} \right]^{1/2}$$

$l$  étant la longueur du streamer.

En égalisant cette force à la force électrostatique, on obtient :

$$v = \left[ \frac{\sqrt{\pi} \cdot \varepsilon \cdot U^2 \cdot d^{1/2}}{4 \cdot \rho \cdot (\nu \cdot l \cdot R_S^3)^{1/2}} \right]^{2/3} \quad (2.9)$$

Dans ce modèle, les auteurs [66] obtiennent également une expression différente de l'expression (2.9) que nous avons déterminée à partir des mêmes équations de base ; ils donnent :

$$v = \left[ \frac{\sqrt{\pi} \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot U^2}{4 \cdot \rho \cdot (\nu \cdot l \cdot R_S \cdot d)^{1/2}} \right]^{2/3} \quad (2.10)$$

En prenant l'exemple de l'huile silicone DC200 ( $\nu = 2 \text{ cst}$ ,  $\varepsilon_r = 2,6$ ), le rayon d'une branche du streamer est de l'ordre de  $8 \mu\text{m}$  [66]. En prenant  $U = 11,5 \text{ kV}$ ,  $\rho = 930 \text{ kg/m}^3$ ,  $\nu = 2 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$  et  $l = d = 0,6 \text{ mm}$ , on obtient de l'équation (9) une vitesse de l'ordre de  $1,3 \text{ km/s}$ . Elle est beaucoup plus grande que celles mesurées expérimentalement par les mêmes auteurs [66] qui sont de l'ordre de  $50$  à  $150 \text{ m/s}$ . Cette vitesse peut être ramenée à des valeurs voisines de celles mesurées expérimentalement en considérant un streamer constitué de plusieurs branches au lieu d'une, comme cela a été supposé par les auteurs. Elle varie, par ailleurs, en croissant lorsque le nombre de branches ou /et le rayon de ces branches décroît. Par contre l'expression (2.10), proposée par Watson et al. [66], donne des variations contraires à celles de l'expression (2.9).

### 2.6.3- Modèle proposé par N.Felici [98]:

En assimilant le streamer à un canal cylindrique allongé, conducteur et contenant une phase gazeuse ionisée, Félici a tenté d'analyser la façon dont l'énergie électrique apportée au système était dépensée dans le milieu liquide. En effet, le travail des forces électriques est dépensé pour créer cette phase aux dépens du liquide, à l'ioniser, puis à repousser le liquide au fur et à mesure que le canal avance. La phase gazeuse est supposée constituée de vapeur du liquide.

Soit  $S_e$  la section du streamer,  $l$  sa longueur dont l'extrémité vive avance dans le diélectrique vierge avec une vitesse  $v$ . L'autre extrémité est reliée à une source de tension  $U$  qui fournit un courant  $I$  pendant la progression du canal.

Le canal est considéré électriquement neutre, relativement bon conducteur et ayant une certaine résistance électrique  $R_e$ . Dans ce cas, la condition nécessaire à la propagation est :

$$R_e \cdot I \ll U.$$

Le travail des forces électrostatiques à l'extrémité vive est par unité de temps :

$$W_e = (\epsilon \cdot E^2 / 2) \cdot S_e \cdot v$$

Ce travail est dépensé à ioniser le milieu et aussi à l'échauffer, le vaporiser et le déplacer.

En égalant ce travail à l'accroissement de l'énergie du système à potentiels constants, on obtient :

$$U \cdot I = (\epsilon \cdot E^2 / 2) \cdot S_e \cdot v$$

et

$$I = (\epsilon \cdot E^2 / 2) \cdot S_e \cdot v / U.$$

La condition de propagation devient alors :

$$\frac{\epsilon \cdot E^2 \cdot l \cdot v}{K \cdot q \cdot U^2} \ll 1$$

où  $K$  est la mobilité des électrons et  $q$  leur densité de charge.

L'auteur donne par la suite une estimation des énergies et de l'intensité du champ nécessaires à la création des différentes phases du streamer.

#### - Vaporisation :

En se basant sur la loi de Trouton où la chaleur molaire de vaporisation d'un liquide est d'environ  $80 \cdot T$  joules,  $T$  étant la température d'ébullition. Et, sachant qu'une mole occupe un volume approximatif de  $20000 \cdot (T/T_0)$  cm<sup>3</sup>,  $T_0$  étant la température normale, Felici [98] en déduit que par m<sup>3</sup> de vapeur, il faut fournir environ  $1,2 \cdot 10^6$  J (soit  $1,2 \cdot 10^6$  J/m<sup>3</sup>).

On a donc la condition de vaporisation:  $\epsilon \cdot E^2 / 2 > 1,2 \cdot 10^6$ , d'où un champ  $E > 3$  MV/cm pour un liquide de constante diélectrique  $\epsilon_r = 2$ .

Le champ à l'extrémité vive doit donc être très élevé, ce qui est compatible avec les observations qui donnent au streamer un diamètre de quelques microns.

#### - Décomposition :

L'énergie requise est comparable à la précédente ou plus grande. En l'absence de données précises, il est à retenir que la décomposition requiert une énergie supplémentaire qui conduit à un champ nominal  $E$  de l'ordre de 5 à 10 MV/cm.

#### - Déplacement :

En ne tenant compte que de l'inertie, le travail par unité de temps est :

$$W = (\rho \cdot v^2 / 2) \cdot S$$

$\rho$  étant la masse spécifique du liquide.

On doit donc avoir  $\epsilon \cdot E^2 / 2 > \rho \cdot v^2 / 2$

et pour le champ,

$$E > v \cdot \sqrt{\frac{\rho}{\epsilon}}$$

La mobilité électrohydrodynamique  $\sqrt{\frac{\epsilon}{\rho}}$  est d'environ  $2 \cdot 10^{-3} \text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$  pour les liquides peu polaires. Pour une vitesse de  $10^5 \text{cm/s}$ , mesurée expérimentalement, on a  $E > 50 \text{MV/cm}$ , valeur très élevée.

-Ionisation :

Soit "q" la densité de charge électronique dans le canal et  $eU_i$  l'énergie totale que doit recevoir du champ un électron de charge e pour créer une paire électron-ion, il vient :

$$q \cdot U_i = \frac{\epsilon \cdot E^2}{2} - \frac{\rho \cdot v^2}{2} - L'$$

En désignant par  $L'$ , l'énergie totale de vaporisation et de décomposition, la condition  $R.I \ll U$  devient :

$$\frac{\epsilon \cdot E^2 \cdot U_i \cdot l \cdot v}{K \cdot U^2 \cdot \left( \frac{\epsilon \cdot E^2}{2} - \frac{\rho \cdot v^2}{2} - L' \right)} \ll U.$$

en prenant  $y = \sqrt{\frac{\rho}{\epsilon}} \frac{v}{E}$  comme variable réduite toujours supérieure à l'unité, on obtient :

$$\frac{2 \cdot U_i \cdot l \cdot \sqrt{\frac{\epsilon}{\rho}} \cdot E}{K \cdot U^2} \cdot \frac{y}{1 - y^2 - \frac{2 \cdot L'}{\epsilon \cdot E^2}} \ll 1. \quad (2.11)$$

Le champ d'ionisation peut aller au plus à  $100 \div 200 \text{MV/cm}$  et la vitesse ainsi déterminée ne saurait dépasser le  $\text{km/s}$ . Cet ordre de grandeur des vitesses est plutôt caractéristique des streamers lents (de nature principalement gazeuse, comme le suppose l'auteur) dont la forme n'est pas filamenteuse.

Le fait d'assimiler ce genre de streamers à un seul filament est en contradiction avec les observations expérimentales. Ils devraient être plutôt assimilés à une forme sphérique [66, 100] où à un ensemble de filaments [103, 104] prenant naissance à partir de l'électrode pointe.

#### **2.6..4 Modèle proposé par A. Beroual [103, 104]:**

A. Beroual a proposé un modèle électro-énergétique tenant compte de toutes les formes d'énergie pouvant prendre part dans les phénomènes des streamers: Energie de vaporisation, de décomposition, énergie capillaire due à l'interface liquide - gaz, de déplacement et d'ionisation. Ce modèle est le seul à avoir établi une relation entre le courant, la charge, la vitesse et le mode de propagation des streamers. Il a été utilisé avec succès dans les liquides, l'air et les interfaces solide/liquide et solide/gaz isolants [105, 106].

En considérant un streamer constitué de n branches, l'énergie électrique est donnée par :

$$W_t = \sum_{j=1}^n q_j \cdot E_j \cdot dl_j$$

et l'énergie cinétique :

$$W_c = \sum_{j=1}^n \frac{1}{2} m_j \cdot v_j^2 = \sum_{j=1}^n \frac{1}{2} (\rho \cdot \pi \cdot r_j^2 \cdot dl_j) \cdot v_j^2.$$

où  $r_j$ ,  $dl_j$ ,  $v_j$ ,  $q_j$  et  $E_j$  sont respectivement le rayon de la branche 'j', son déplacement, sa vitesse, sa charge et le champ électrique à sa tête vive.  $\rho$  est la masse volumique de la phase gazeuse. Si  $\beta$  est la fraction de l'énergie totale dédiée au déplacement du streamer, on aura

$$\begin{aligned} W_c &= \beta \cdot W_t \\ \text{avec } 0 &\leq \beta \leq 1 \end{aligned}$$

La vitesse correspondant à chaque déplacement  $dl_j$  du streamer sera :

$$v_j^2 = \frac{2E_j}{\pi \cdot r_j^2 \cdot \left(\frac{\beta}{\rho}\right)^{-1}} \int i_j dt = \frac{2}{\pi \cdot r_j^2} \frac{\beta}{\rho} E_j \int i_j dt \quad (2.12)$$

Le champ à la tête de chaque branche correspondant à chaque charge élémentaire  $q_j$  est :

$$E_j = \frac{D}{\varepsilon} = \frac{q_j}{2 \cdot \pi \cdot \varepsilon \cdot r_j^2} \quad (2.13)$$

où  $D$  est la densité de charge surfacique à la tête vive du streamer assimilée à une demi sphère de rayon  $r_j$ .

Par ailleurs, à partir des relations (2.12) et (2.13), on peut obtenir l'équation de la vitesse sous la forme:

$$\begin{aligned} v_j &= K_j \cdot q_j \\ \text{où } K_j &= \left(\frac{\beta}{\varepsilon \cdot \rho}\right)^{1/2} \left(\frac{1}{\pi \cdot r_j^2}\right) \quad \text{et } q_j = \int i_j \cdot dt \end{aligned}$$

d'où l'expression de la vitesse instantanée d'une branche :

$$v_j = \left(\frac{\beta}{\varepsilon \cdot \rho}\right)^{1/2} \left(\frac{1}{\pi \cdot r_j^2}\right) \cdot q_j \quad (2.14)$$

Pour estimer la vitesse moyenne du streamer dans le cas général, l'auteur tient compte du mode de propagation. Ceci dépend de la durée des impulsions de courant et du temps entre deux impulsions successives.

Soit  $t_j = t_{pj} + t_{0j}$

et  $v_{pj}$  et  $v_{0j}$ , les vitesses durant  $t_{pj}$  et  $t_{0j}$ .

Où  $t_{pj}$  est le temps de propagation de la branche  $j$  et  $t_{0j}$  le temps de pause entre deux impulsions.

La longueur partielle de propagation du streamer  $l_j$  durant  $t_j$  sera :

$$l_j = v_{pj} \cdot t_{pj} + v_{0j} \cdot t_{0j}$$

Par ailleurs,  $l_j = v_{aj} \cdot t_j$  où  $v_{aj}$  est la vitesse moyenne de  $l_j$ .

d'où

$$v_{aj} = \left(\frac{t_{pj}}{t_j}\right) \cdot v_{pj} + \left(\frac{t_{0j}}{t_j}\right) \cdot v_{0j}$$

Il apparaît que la vitesse augmente lorsque  $t_{0j}$  décroît.

Si  $\left(\frac{t_{0j}}{t_j}\right) \rightarrow 0$ , alors  $v_{aj} \rightarrow v_{pj}$

$$\text{et } l_s = \sum_{j=1}^n l_j = v_{as} \cdot \left(\sum_{j=1}^n t_j\right)$$

où  $v_{as}$  est la vitesse moyenne,  $l_s$  étant généralement une fonction discontinue.  
d'où

$$v_{as} = \frac{1}{\left(\sum_{j=1}^n t_j\right)} \sum_{j=1}^n (v_{pj} t_{pj} + v_{0j} t_{0j})$$

$$\begin{aligned} \text{où } v_{pj} &= K_j \cdot q_{pj} & \text{et} & \quad q_{pj} = \int i_{pj} dt \\ v_{0j} &= K_j \cdot q_{0j} & \text{et} & \quad q_{0j} = \int i_{0j} dt \end{aligned}$$

$i_{0j}$  est le courant entre deux impulsions successives (i.e. courant de conduction) et  $i_{pj}$  le courant de l'impulsion  $j$ .

En pratique  $v_{0j} \approx 0$   
et

$$v_{as} = \frac{1}{\left(\sum_{j=1}^n t_j\right)} \sum_{j=1}^n v_{pj} t_{pj}$$

Ainsi,

$$v_{as} = \frac{1}{\sum_{j=1}^n t_j} \sum_{j=1}^n K_j q_{pj} t_{pj} = \frac{1}{\sum_{j=1}^n t_{pj}} \sum_{j=1}^n \left(\frac{\beta}{\varepsilon \cdot \rho}\right)^{1/2} \left(\frac{1}{\pi \cdot r_j^2}\right) q_{pj} \cdot t_{pj}$$

En supposant que  $t_p$  est le même pour chaque branche, on obtient :

$$v_{as} = \frac{1}{n} \cdot \left(\frac{\beta}{\varepsilon \cdot \rho}\right)^{1/2} \cdot \left(\frac{1}{\pi \cdot r_j^2}\right) \sum_1^n q_{pj} \quad (2.15)$$

De cette expression, il apparaît que le streamer est d'autant plus rapide que:

- le nombre de branches décroît ;
- et/ou le rayon de ces branches décroît ;
- et/ou sa charge augmente ;
- et/ou l'énergie nécessaire à son déplacement est importante.

La figure 4 donne les variations de la vitesse pour différentes charges globales et différents nombres de branches. Le rayon  $r_j$  de ces branches est considéré constant; il est de l'ordre de 35 à 50  $\mu\text{m}$  pour les streamers rapides, d'après les différentes observations expérimentales [37,107-109].

En prenant  $\epsilon_r=2$ ,  $\beta=10\%$  et une densité  $\rho=500\text{kg/m}^3$  nous avons obtenu ( fig. 4) des variations concordantes avec les observations expérimentales. Ces vitesses sont relativement importantes ; elles correspondent à la propagation d'un streamer positif.

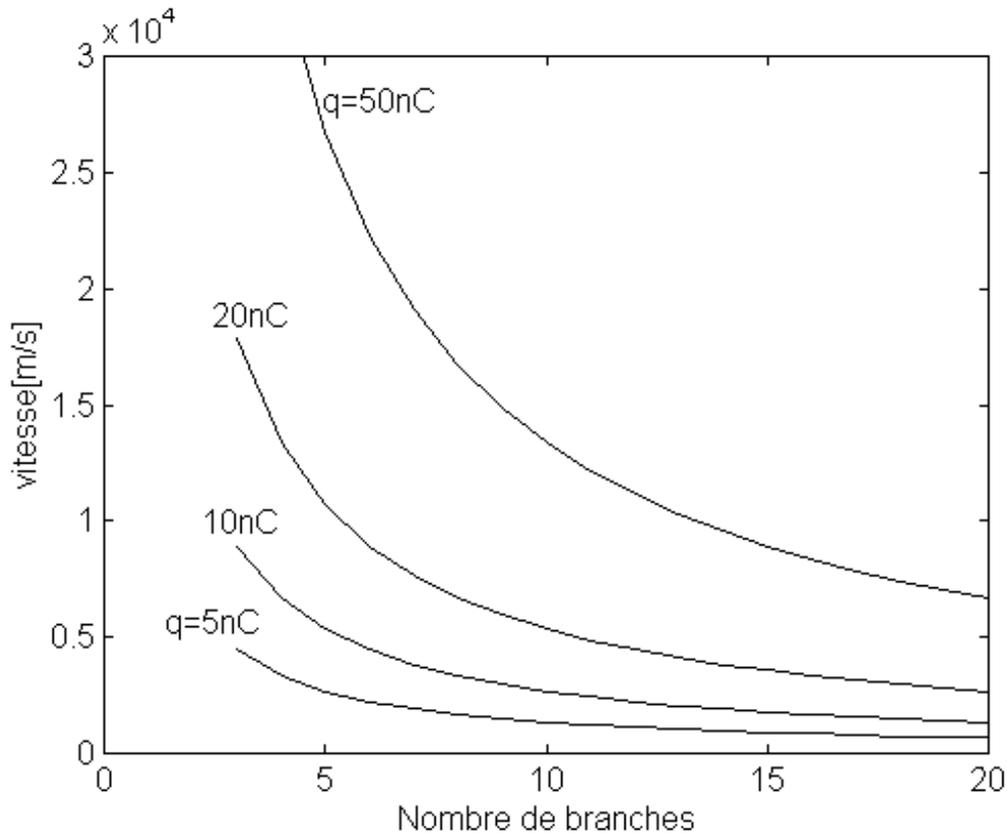


Fig2.14 : Variations de la vitesse de propagation en fonction du nombre de branches pour différentes charges, selon le modèle de Beroual.  $\epsilon_r=2$ ,  $\rho=500\text{kg/m}^3$ ,  $\beta=10\%$ ,  $r_j=20\mu\text{m}$ .

Si on considère que les différentes branches du streamer prennent naissance à partir de la pointe et se propagent simultanément vers le plan (ceci est surtout valable pour les streamers lents en buisson), la longueur du streamer pourra être correctement approximée sous la forme :

$$l_s = \frac{\sum_{j=1}^n l_j}{n}$$

$n$ , étant le nombre de branches.

Et la vitesse  $v_{as}$  devient

$$v_{as} = \frac{1}{n \cdot \sum_{j=1}^n t_{pj}} \sum_{j=1}^n \left( \frac{\beta}{\epsilon \cdot \rho} \right)^{1/2} \left( \frac{1}{\pi \cdot r_j^2} \right) \cdot q_{pj} \cdot t_{pj}$$

Et en supposant que  $t_p$  est le même pour chaque saut, cette expression devient :

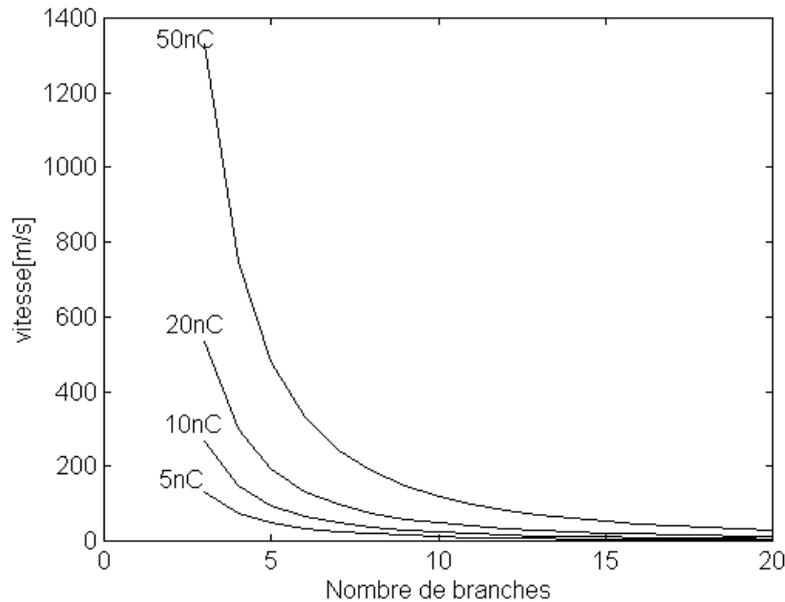
$$v_{as} = \frac{1}{n^2} \cdot \left(\frac{\beta}{\varepsilon \cdot \rho}\right)^{1/2} \cdot \left(\frac{1}{\pi \cdot r_j^2}\right) \sum_1^n q_{pj} \quad (2.16)$$

Cette relation donne des valeurs de vitesses allant de quelques dizaines de mètres par seconde si le nombre de branches est important et des vitesses pouvant dépasser le km /s pour un nombre de branches inférieur à 5 (Fig. 2.15). Ces valeurs sont obtenues pour une densité de  $100 \text{ kg/m}^3$ , ce qui correspond à une phase gazeuse caractérisant les streamers négatifs lents.

On peut par ailleurs exprimer  $v_{as}$  en fonction de  $E_{pj}$  sous la forme :

$$v_{as} = \frac{1}{n \cdot \sum_{j=1}^n t_{pj}} \sum_{j=1}^n \left(\frac{\beta}{\varepsilon \cdot \rho}\right)^{1/2} (2 \cdot \varepsilon) \cdot E_{pj} \cdot t_{pj}$$

La figure 2.16 donne les variations de la vitesse  $v_{as}$  en fonction du champ électrique à la pointe du streamer, en comparaison des variations obtenues d'après le modèle de Devins et al. [38].



**Fig 2.15 :** Variations de la vitesse de propagation en fonction du nombre de branches pour différentes charges, selon le modèle de Beroual.  $\varepsilon_r=2$ ,  $\rho=100\text{kg/m}^3$ ,  $\beta=10\%$ ,  $r_j=100\mu\text{m}$ .

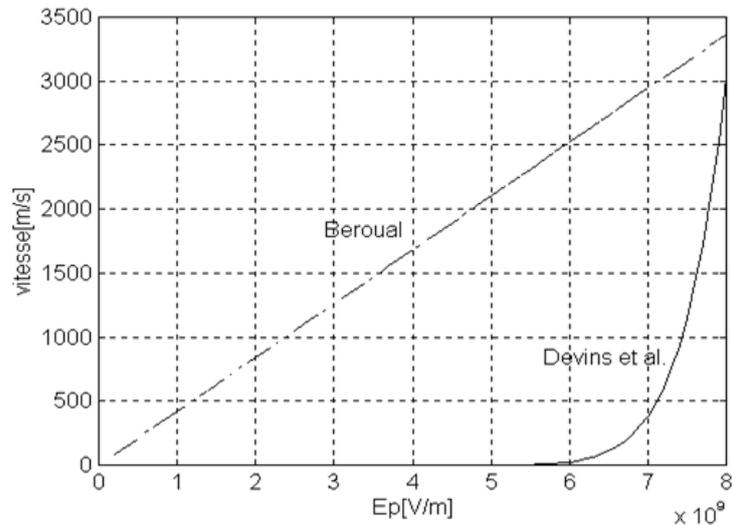


Fig 2.16. Variation de la vitesse des streamers

## 2.7 Conclusion

Les résultats relatifs à la propagation des streamers dans les diélectriques liquides sont assez nombreux mais aussi diversifiés. Même si certains sont parfois contradictoires, plusieurs avancées ont été cependant réalisées et de nombreuses questions éclaircies.

La forme et la vitesse des streamers semblent dépendre beaucoup plus de l'énergie mise en jeu dans le système que de la polarité des électrodes. La génération des streamers dépend essentiellement de l'intensité du champ à la pointe alors que la propagation dépend du champ d'initiation et du champ moyen.

La classification des liquides ne peut se faire sur la base des masses volumiques des liquides comme l'a montré Beroual. La présence d'additifs spécifiques ou d'halogènes dans le liquide jouent un rôle essentiel dans les mécanismes de propagation des streamers.

Les modèles proposés pour décrire la propagation des streamers, bien qu'inspirés des équations de la physique fondamentale, ne tiennent pas compte de toutes les variantes de streamers rapportés dans la littérature. Les modèles de Watson et al. ne permettent d'obtenir que des vitesses de l'ordre de quelques dizaine de m/s correspondant à des streamers lents en buisson. Les modèles de Felici et de Devins et al. décrivent des streamers constitués d'une seule branche, ce qui est rarement observé expérimentalement. Le modèle de Beroual est le seul à prévoir les deux modes de propagation, subsonique et supersonique, en établissant une relation entre la forme (nombre de branches) du streamer, son énergie et sa vitesse. La fraction d'énergie ' $\beta$ ' mise en jeu dans la propagation est estimée entre 5 et 10 %.

CHAPITRE III

Transformation en ondelettes et  
Intelligence Artificielle

## Introduction :

Afin de bien comprendre la transformée en ondelettes, nous présentons quelques rappels sur les séries et les transformées de Fourier qui restent une base essentielle à la compréhension des ondelettes.

### 3.1 SERIES DE FOURIER ET TRANSFORMATION EN ONDELETTES [110]

#### 3.1.2 Séries de Fourier [110] :

##### 3.1.2.1 Série de Fourier d'une fonction périodique

- Si  $x(t)$  est une fonction complexe de variable complexe périodique de période 1 on a:

$$x(t) = \frac{1}{2}a_0 + \sum_{k=1}^{k=\infty} (a_k \cos(2k\pi t) + b_k \sin(2k\pi t)) \quad (1)$$

- Les coefficients  $a_k$  et  $b_k$  sont calculés par:

$$\begin{aligned} a_k &= \frac{2}{T} \int_0^T x(t) \cos\left(\frac{2k\pi t}{T}\right) dt \\ b_k &= \frac{2}{T} \int_0^T x(t) \sin\left(\frac{2k\pi t}{T}\right) dt \end{aligned} \quad (2)$$

##### 3.1.2.2 Série de Fourier (2)

- Si la fonction est périodique de période T, on a de même:

$$x(t) = \frac{1}{2}a_0 + \sum_{k=1}^{k=\infty} \left( a_k \cos\left(\frac{2k\pi t}{T}\right) + b_k \sin\left(\frac{2k\pi t}{T}\right) \right) \quad (3)$$

- les coefficients  $a_k$  et  $b_k$  sont calculés par:

$$\begin{aligned} a_k &= \frac{2}{T} \int_0^T x(t) \cos\left(\frac{2k\pi t}{T}\right) dt \\ b_k &= \frac{2}{T} \int_0^T x(t) \sin\left(\frac{2k\pi t}{T}\right) dt \end{aligned} \quad (4)$$

##### 3.1.2.3 Série de Fourier (3)

- Ecriture avec amplitude et phase
- Posons

$$\begin{aligned} r_k &= \sqrt{a_k^2 + b_k^2} \\ \theta_k \text{ tel que: } \cos \theta_k &= \frac{a_k}{r_k} \text{ et } \sin \theta_k = \frac{b_k}{r_k}, \end{aligned}$$

- La formule (3) devient alors:

$$x(t) = \sum_{k=1}^{k=\infty} r_k \cos\left(\frac{2k\pi t}{T} - \theta_k\right) \quad (5)$$

### 3.1.2.4 Série de Fourier (4)

- Ecriture avec l'exponentielle complexe:

$$\exp(iz) = \cos(z) + i \sin(z)$$

$$\exp(kiz) = (\cos(z) + i \sin(z))^k = \cos(kz) + i \sin(kz)$$

$$x(t) = \sum_{k=-\infty}^{k=\infty} c_k \exp\left(\frac{2ik\pi t}{T}\right) \quad (6)$$

Avec :

$$c_k = \frac{1}{T} \int_0^T x(t) \exp\left(\frac{-2i\pi kt}{T}\right) dt \quad (7)$$

### 3.1.3 Cas d'une fonction non périodique [110]

- Si  $x(t)$  n'est pas périodique mais est décroissante suffisamment rapide, il est nécessaire de considérer une infinité de fréquences au lieu des multiples de  $2\pi/T$ .
- On définit alors les fonctions:

$$a(s) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \cos(-2\pi st) dt$$

$$b(s) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \sin(-2\pi st) dt \quad (8)$$

$$\hat{x}(s) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \exp(-2i\pi st) dt \quad (9)$$

#### 3.1.3.1 Transformée de Fourier [110]

La fonction  $\hat{x}(s)$  est appelée transformée de Fourier de la fonction  $x(t)$  et est à rapprocher de la formule (7) définissant les coefficients de Fourier.

- La transformée de Fourier d'une fonction est donc la généralisation au cas non périodique du calcul des coefficients de Fourier d'une fonction périodique.

#### 3.1.3.2 Inversion de la transformation de Fourier

- De même que la série (6) permet de reconstruire une fonction périodique à partir de ses coefficients de Fourier, on peut reconstruire une fonction  $x(t)$  à partir de sa transformée de Fourier et  $\hat{x}(s)$  on a:

$$x(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{x}(s) \exp(2i\pi st) ds \quad (10)$$

### 3.1.3.3 Transformation de Fourier discrète

- $x(t)$  n'est pas connue analytiquement mais seulement par un certain nombre  $N$  de valeurs numériques mesurées:  
 $x(t_0), x(t_1), \dots, x(t_{N-1})$
- Par homothétie et translation, on peut se ramener au cas où  $t_0 = 0$  et où l'intervalle est  $T = [0, 1]$ .
- $t_0, t_1, \dots, t_{N-1} = 0, 1/N, 2/N, \dots, (N-1)/N$
- L'intégrale (9) définissant la transformée de Fourier de  $x(t)$  devient donc:

$$\hat{x}(s) = \sum_{t_0}^{t_{N-1}} x(t_k) \exp(-2i\pi s t_k) dt \quad (11)$$

### 3.1.3.4 TF Discrète (2)

- $\hat{x}(s)$  est aussi calculée en  $N$  points  
 $0, 1/N, 2/N, \dots, (N-1)/N$ .

$$\hat{x}(s_p) = \sum_{t_0}^{t_{N-1}} x(t_k) \exp(-2i\pi s_p t_k) dt$$

$$p = 0, 1, \dots, N-1 \quad (12)$$

avec

$$s_p = p/N$$

- Cette formule définit la transformée de Fourier discrète  $\hat{x}(s)$  d'une fonction  $x(t)$  échantillonnée en  $N$  valeurs.

### 3.1.3.5 TF Discrète (3)

- Cette même formule (12) aurait pu être obtenue à partir de la formule (6) en considérant que la fonction échantillonnée était prolongée de manière périodique et en calculant ses coefficients de Fourier jusqu'à la fréquence  $N/2$  en application du théorème de Shannon.
- En fait pour une fonction échantillonnée en  $N$  points sur un intervalle  $T$ , (7) et (12) sont identiques et l'on a:

$$c_p = \frac{1}{T} \hat{x}\left(\frac{p}{T}\right) \quad (13)$$

### 3.1.3.6 La transformation de Fourier rapide

$$\hat{x}_p = \sum_{k=0}^{k=N-1} x_k \exp\left(\frac{-2ikp\pi}{N}\right), p = 0, 1, \dots, N-1 \quad (14)$$

Pour le calcul direct d'un vecteur complexe de dimension  $N$ :  $N^2$  multiplications et  $N(N-1)$  additions complexes, (En pratique:  $N$  de 1000 à 100000  $\Rightarrow$  temps de calcul très long), on trouve deux principaux algorithmes de FFT: J.W. Cooley et J.W. Tukey en 1965 [111] et W.M. Gentleman et G. Sande en 1966 [112]. L'un est le dual de l'autre.

### 3.1.3.7 Principe des Algorithmes de FFT :

Le nombre de composantes du vecteur à transformer est supposé être une puissance de 2. C'est en effet dans ce cas que les algorithmes de T.F.R. sont les plus efficaces, et bien souvent ce nombre de composantes est un paramètre à la disposition de l'utilisateur.

$$|N = 2^m$$

Utilisation de la périodicité

$$w_N = \exp\left(\frac{-2ip\pi}{N}\right)$$

La transformation de Fourier s'écrit matriciellement, si

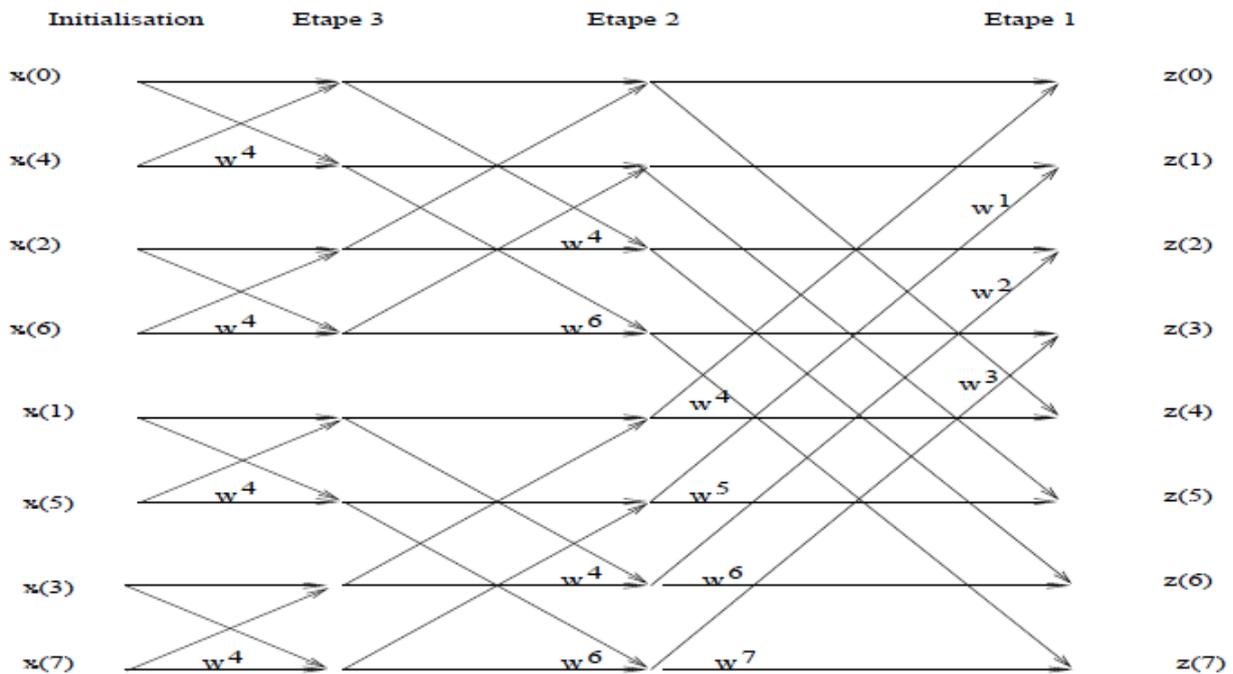
$$N = 8$$

$$\begin{pmatrix} \hat{x}_0 \\ \hat{x}_1 \\ \hat{x}_2 \\ \hat{x}_3 \\ \hat{x}_4 \\ \hat{x}_5 \\ \hat{x}_6 \\ \hat{x}_7 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & w_8 & w_8^2 & w_8^3 & w_8^4 & w_8^5 & w_8^6 & w_8^7 \\ 1 & w_8^2 & w_8^4 & w_8^6 & w_8^8 & w_8^{10} & w_8^{12} & w_8^{14} \\ 1 & w_8^3 & w_8^6 & w_8^9 & w_8^{12} & w_8^{15} & w_8^{18} & w_8^{21} \\ 1 & w_8^4 & w_8^8 & w_8^{12} & w_8^{16} & w_8^{20} & w_8^{24} & w_8^{28} \\ 1 & w_8^5 & w_8^{10} & w_8^{15} & w_8^{20} & w_8^{25} & w_8^{30} & w_8^{35} \\ 1 & w_8^6 & w_8^{12} & w_8^{18} & w_8^{24} & w_8^{30} & w_8^{36} & w_8^{42} \\ 1 & w_8^7 & w_8^{14} & w_8^{21} & w_8^{28} & w_8^{35} & w_8^{42} & w_8^{49} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x_1 \\ x_2 \\ x_3 \\ x_4 \\ x_5 \\ x_6 \\ x_7 \end{pmatrix}$$

Périodicité de l'exponentielle:  $(w_N)^N = 1$

$$\begin{pmatrix} \hat{x}_0 \\ \hat{x}_1 \\ \hat{x}_2 \\ \hat{x}_3 \\ \hat{x}_4 \\ \hat{x}_5 \\ \hat{x}_6 \\ \hat{x}_7 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & w_8 & w_8^2 & w_8^3 & w_8^4 & w_8^5 & w_8^6 & w_8^7 \\ 1 & w_8^2 & w_8^4 & w_8^6 & 1 & w_8^2 & w_8^4 & w_8^6 \\ 1 & w_8^3 & w_8^6 & w_8 & w_8^4 & w_8^7 & w_8^2 & w_8^5 \\ 1 & w_8^4 & 1 & w_8^4 & 1 & w_8^4 & 1 & w_8^4 \\ 1 & w_8^5 & w_8^2 & w_8^7 & w_8^4 & w_8 & w_8^6 & w_8^3 \\ 1 & w_8^6 & w_8^4 & w_8^2 & 1 & w_8^6 & w_8^4 & w_8^2 \\ 1 & w_8^7 & w_8^6 & w_8^5 & w_8^4 & w_8^3 & w_8^2 & w_8 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ x_1 \\ x_2 \\ x_3 \\ x_4 \\ x_5 \\ x_6 \\ x_7 \end{pmatrix}$$

Algorithme de Cooley et Tukey



Les insuffisances de l'analyse de Fourier sont rassemblées comme suit :

- Signal non périodique → intégrale de Fourier
- → spectre continu.
- Perte de tous les aspects temporels du signal tels que le début et la fin, l'existence de singularité, etc.
- Nécessité d'analyser le signal en temps et en fréquence.
- Transformation de Fourier à fenêtre glissante (créneau, fenêtre triangulaire, fenêtre de Gauss, fenêtre de Hamming) → Convolution avec la transformée de Fourier de la fonction définissant la fenêtre.

### 3.1.4 Transformation de Fourier à fenêtre glissante

$w(t)$  fonction définissant la fenêtre c'est à dire nulle en dehors d'un intervalle donné  $[-a, a[$ .

Hypothèse  $w \in L_1 \cap L_2$ ;  $|\hat{w}|$  fonction paire et  $\|w\|_2 = 1$

$$g(s, b) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) \bar{w}(t - b) e^{-2i\pi st} dt$$

$g(s, b)$  permet de connaître ce qui se passe autour de l'abscisse  $b$  et la fréquence  $s$ .

$g(s, b)$  dépend de deux paramètres → redondance.

Conservation de l'énergie

$$\int \int_{\mathbb{R}^2} |g(s, b)|^2 ds db = \int_{\mathbb{R}} |x(t)|^2 dt$$

$$\text{Inversion (Gabor)} f(t) = \int \int_{\mathbb{R}^2} g(s, b) w(t - b) e^{2i\pi st} ds db$$

### 3.1.5 La transformée en ondelettes

#### 3.1.5.1 Naissance des ondelettes

Morlet en 1983 utilise la transformée de Fourier à fenêtre glissante pour l'analyse de signaux sismiques. Cette méthode est insuffisante car basée sur l'utilisation d'une fenêtre dont la longueur est dilatée ou contractée. D'où la naissance de l'idée des ondelettes.

#### 3.1.5.2 Qu'est-ce qu'une ondelette

- Une petite onde (ou vague) qui a un début et une fin.
- Utilisation : Représenter une fonction (ou un signal) comme une somme pondérée de ces petites ondes translatées ou dilatées.
- Possibilités pour représenter un signal :
  - Séries de Fourier
  - Transformation de Fourier avec fenêtre
  - Ondelettes

#### 3.1.5.3 Transformée en ondelettes : [113]:

La transformée en ondelettes est similaire à la transformée de Fourier (et encore plus à la transformée de Fourier locale) avec une fonction de mérite complètement différente. La différence principale est la suivante : la transformée de Fourier décompose le signal en sinus et en cosinus, c'est-à-dire en fonctions localisées dans l'espace de Fourier ; contrairement à la transformée en ondelettes qui utilise des fonctions localisées à la fois dans l'espace réel et dans l'espace de Fourier. De manière générale, la transformée en ondelettes peut être exprimée avec l'équation suivante :

$$F(a, b) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \psi_{(a,b)}^*(x) dx$$

où le symbole \* désigne le conjugué complexe et  $\psi$  est une fonction donnée. Cette fonction peut être choisie arbitrairement à condition qu'elle obéisse à certaines règles.

Comme on peut le voir, la transformée en ondelettes est en fait un ensemble infini de diverses transformées, dépendant de la fonction de mérite utilisée pour la calculer. C'est la raison pour laquelle nous pouvons entendre parler de la « transformée en ondelettes » dans des contextes et applications très divers. Il existe aussi de nombreuses manières de classer les types de transformées en ondelettes. Nous ne présentons ici que la division basée sur l'orthogonalité des ondelettes. Nous pouvons utiliser les *ondelettes orthogonales* pour le développement en ondelettes discret et les *ondelettes non-orthogonales* pour le développement en ondelettes continu. Ces deux transformées possèdent les propriétés suivantes :

1. La transformée en ondelettes discrète retourne un vecteur de données de même longueur d'entrée. Généralement que les données la plupart des valeurs de ce vecteur sont pratiquement nulles. Cela vient du fait qu'elle décompose en un ensemble d'ondelettes (fonctions) orthogonales par translation et par homothétie. On décompose ainsi le signal en un nombre égal ou inférieur de coefficients du spectre d'ondelettes que le nombre de points de données du signal. Un tel spectre d'ondelettes est très bon pour le traitement du signal et la compression, par exemple, car nous n'obtenons ici aucune information redondante.

2. La transformée en ondelettes continue retourne quant à elle un vecteur de dimension supérieure de un à celle des données d'entrée. Pour des données 1D nous obtenons une image du plan temps-fréquence. On peut ainsi aisément visualiser l'évolution fréquentielle pendant la durée du signal et comparer son spectre avec ceux d'autres signaux. Comme on utilise ici un ensemble d'ondelettes non-orthogonales, les données sont hautement corrélées, on a donc dans ce cas une redondance élevée. Ceci permet de voir le résultat sous une forme plus « humaine ».

Plus de détails sur la transformée en ondelettes sont disponibles dans [114].

### 3.1.5.4 Transformée en ondelettes discrète [113]

La transformée en ondelettes discrète (DWT, Discrete Wavelet Transform) est une implémentation utilisant un ensemble discret d'échelles et de translations d'ondelettes obéissant à certaines règles. En d'autres termes, cette transformée décompose le signal en un ensemble d'ondelettes mutuellement orthogonales, ce qui constitue la différence principale avec la transformée en ondelettes continue, ou son implémentation en séries discrètes dans le temps parfois appelée transformée en ondelettes continue discrète dans le temps (DT-CWT, discrete-time continuous wavelet transform).

L'ondelette peut être construite à partir d'une fonction d'échelle décrivant les propriétés d'échelle du signal. La restriction d'orthogonalité avec les translations discrètes implique certaines conditions mathématiques, par exemple l'équation de dilatation :

$$\phi(x) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} a_k \phi(Sx - k)$$

où  $S$  est un facteur d'échelle (prenant généralement une valeur de 2). De plus, la zone entre les fonctions doit être normalisée et la fonction d'échelle doit être orthogonale par translation, c'est-à-dire qu'on a :

$$\int_{-\infty}^{\infty} \phi(x) \phi(x + l) dx = \delta_{0,l}$$

Après introduction de conditions supplémentaires (les restrictions précédentes ne produisent pas une solution unique), nous pouvons obtenir le résultat de toutes ces équations, c'est-à-dire un ensemble fini de coefficients  $a_k$  définissant la fonction d'échelle ainsi que l'ondelette. L'ondelette est obtenue à partir de la fonction d'échelle grâce à  $N$ , où  $N$  est un entier pair. L'ensemble des ondelettes forme alors une base orthogonale que nous utilisons pour décomposer le signal. Notez qu'en général seuls quelques coefficients  $a_k$  sont non nuls, ce qui simplifie les calculs.

Quelques fonctions d'échelle et d'ondelettes sont présentées dans les figures III.1 à III.3. La famille Daubechies est la famille la plus connue des ondelettes orthonormales. Ses ondelettes sont généralement dénommées par le nombre de coefficients  $a_k$  non nuls, on parlera donc d'ondelettes Daubechies 4, Daubechies 6, etc. Pour la simplicité, les fonctions deviennent plus douces avec un nombre croissant de coefficients d'ondelettes. Comparons par exemple les ondelettes Daubechies 4 et 20 ci-dessous. La fonction la plus simple, l'ondelette de Haar, utilise une fonction porte comme fonction d'échelle.

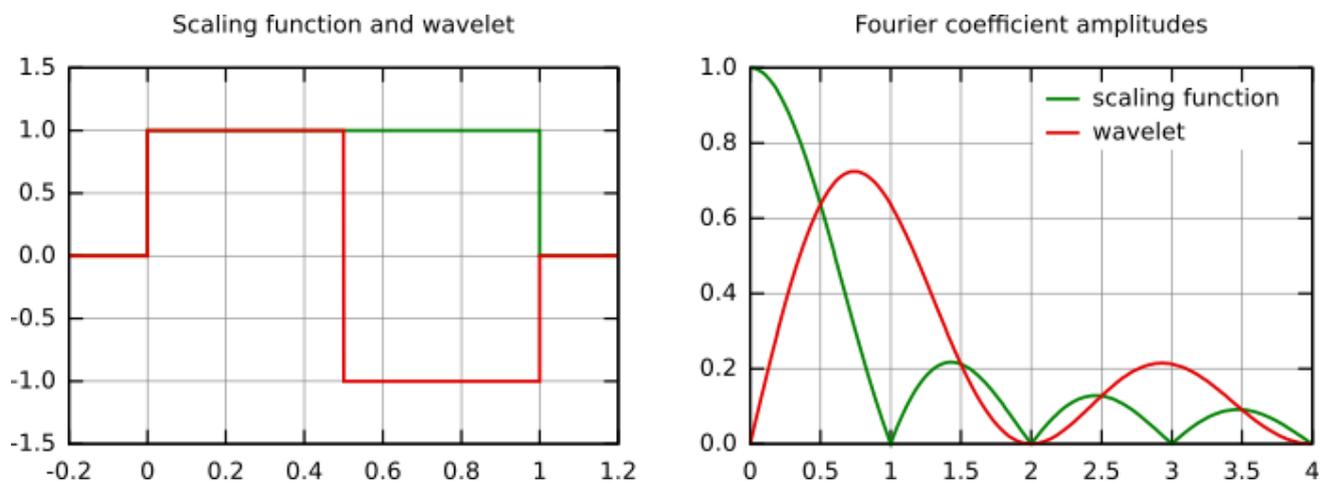


Fig. III.1. Fonction d'échelle et ondelette de Haar (à gauche) et leur contenu fréquentiel (à droite).

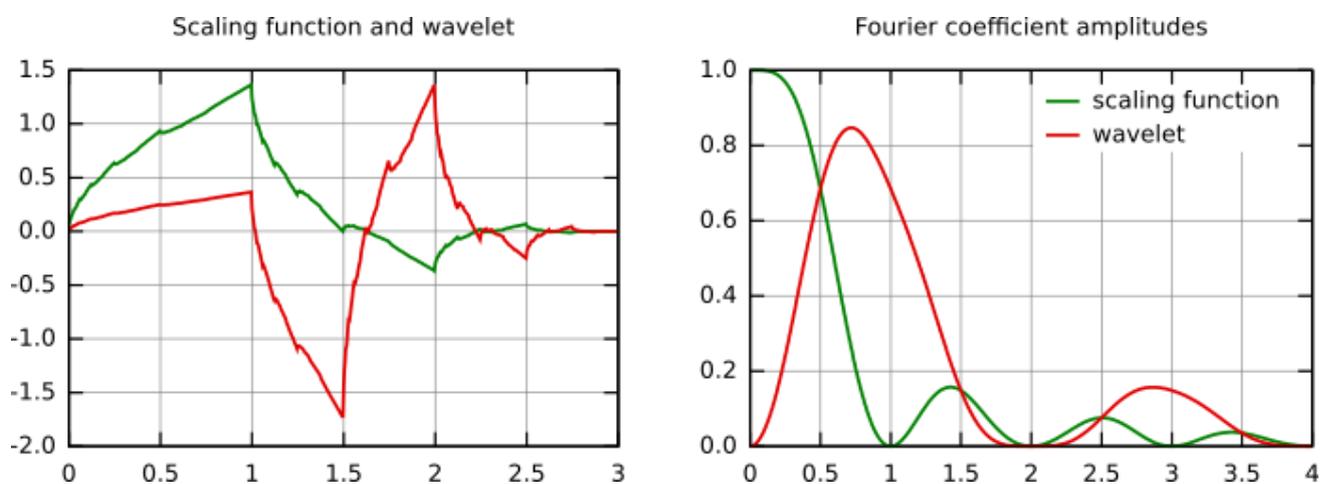


Fig. III.2. Fonction d'échelle et ondelette Daubechies 4 (à gauche) et leur contenu fréquentiel (à droite).

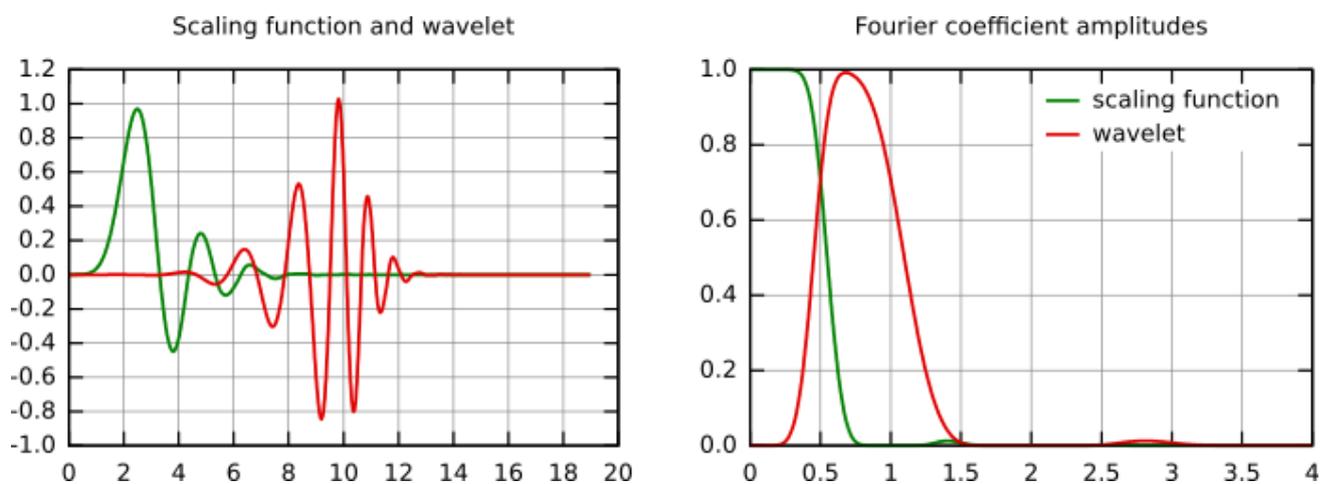


Fig. III.3. Fonction d'échelle et ondelette Daubechies 20 (à gauche) et leur contenu fréquentiel (à droite).

Il existe plusieurs types d'implémentation de l'algorithme DWT. Le plus connu et aussi le plus ancien est l'algorithme (pyramidal) de Malaat. Dans celui-ci deux filtres (un lissant et un non-lissant) sont construits à partir des coefficients d'ondelette, puis utilisés de manière récurrente pour obtenir les données pour toutes les échelles. Si le nombre total de données  $D = 2^N$  est utilisé et que la longueur du signal est  $L$ , les premières  $D/2$  données d'échelle  $L/2^{N-1}$  sont calculées, puis les  $(D/2)/2$  données d'échelle  $L/2^{N-2}, \dots$  pour obtenir finalement 2 données d'échelle  $L/2$ . Le résultat de cet algorithme est un ensemble de même longueur que celle des données d'entrée, dans lequel les données sont généralement classées de la plus grande à la plus petite échelle.

La transformée en ondelettes discrète peut être utilisée pour débruiter facilement et rapidement un signal. Si nous ne prenons qu'un nombre limité des coefficients les plus élevés dans le spectre de la transformée, et que nous appliquons la transformée inverse (en utilisant la même base d'ondelettes), nous pouvons obtenir un signal plus ou moins débruité. Il existe plusieurs façons de choisir les coefficients qui seront conservés. Le seuillage universel, le seuillage adaptatif d'échelle [115] et le seuillage adaptatif d'échelle et d'espace [116] sont implémentés dans Gwyddion. La détermination du seuil pour ces différentes méthodes se fait d'abord en évaluant la variance du bruit donnée par :

$$\hat{\sigma} = \frac{\text{Median } |Y_{ij}|}{0.6745}$$

où  $Y_{ij}$  correspond à tous les coefficients de la sous-bande de plus haute échelle de la décomposition (dans laquelle la majorité du bruit est supposée se trouver). La variance du bruit peut aussi être obtenue de manière indépendante, par exemple à partir de la variance du signal AFM lorsque celui-ci n'effectue pas de scan. Pour la sous-bande de plus haute fréquence (seuillage universel) ou pour chaque sous-bande (seuillage adaptatif d'échelle) ou pour le voisinage de chaque pixel dans la sous-bande (seuillage adaptatif d'échelle et d'espace), la variance est calculée par la formule suivante :

$$\hat{\sigma}_Y^2 = \frac{1}{n^2} \sum_{i,j=1}^n Y_{ij}^2$$

La valeur de seuil est finalement obtenue par :

$$T(\hat{\sigma}_X) = \hat{\sigma}^2 / \hat{\sigma}_X$$

où

$$\hat{\sigma}_X = \sqrt{\max(\hat{\sigma}_Y^2 - \hat{\sigma}^2, 0)}$$

Lorsque le seuil est connu pour une échelle donnée, nous pouvons soit supprimer tous les coefficients inférieurs au seuil (seuillage dur), soit diminuer la valeur absolue de ces coefficients par la valeur du seuil (seuillage doux).

### 3.1.5.5 Transformée en ondelettes continue [113]

La transformée en ondelettes continue (CWT, Continuous Wavelet Transform) est une implémentation de la transformée en ondelettes utilisant des échelles arbitraires ainsi que des ondelettes pratiquement arbitraires. Les ondelettes utilisées ne sont pas orthogonales et les données obtenues par cette transformée sont hautement corrélées. Nous pouvons aussi utiliser cette transformée pour les séries discrètes dans le temps, avec la limitation que les translations des plus petites ondelettes soient égales au pas d'échantillonnage des données. Cette transformée est parfois appelée transformée en ondelettes continue discrète dans le temps (DT-CWT, Discrete-Time Continuous Wavelet Transform), et il s'agit de la façon la plus répandue de calculer la CWT pour des applications réelles.

En principe, la transformée en ondelettes continue fonctionne en utilisant directement la définition de la transformée en ondelettes, c'est-à-dire en calculant la convolution du signal par l'ondelette mise à l'échelle. Nous obtenons de cette manière pour chaque échelle un ensemble de longueur  $N$  identique à celle du signal. En utilisant  $M$  échelles choisies arbitrairement, nous obtenons une matrice  $N \times M$  représentant directement le plan temps-fréquence. L'algorithme utilisé pour ce calcul peut être basé sur une convolution directe ou par une convolution réalisée par une multiplication dans l'espace de Fourier (aussi appelée transformée en ondelettes rapide).

Le choix de l'ondelette utilisée pour la décomposition temps-fréquence est le point le plus important. Celui-ci a une influence sur la résolution en temps et en fréquence du résultat. Nous ne pouvons modifier de cette manière les caractéristiques de la transformée en ondelettes (les basses fréquences ont une bonne résolution fréquentielle mais une mauvaise résolution temporelle ; les hautes fréquences ont une bonne résolution temporelle et une mauvaise résolution fréquentielle), mais nous pouvons toutefois augmenter la résolution fréquentielle totale ou la résolution temporelle totale. Ceci est directement proportionnel à la largeur de l'ondelette utilisée dans l'espace réel et dans l'espace de Fourier. Si nous utilisons par exemple l'ondelette de Morlet (partie réelle – fonction cosinus amortie) nous pouvons espérer une haute résolution fréquentielle car cette ondelette est très localisée du point de vue des fréquences. A l'inverse, l'utilisation d'une ondelette de type dérivée gaussienne (DOG, Derivative of Gaussian) donnera une bonne résolution temporelle, mais une mauvaise résolution fréquentielle.

### 3.1.6 Développement de la transformation en ondelettes [110] :

- Si  $x(t)$  est une fonction réelle de variable réelle, la transformée en ondelettes de  $x(t)$  est:

$$g(a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{t=-\infty}^{t=\infty} x(t) \bar{\psi}_{a,b}(t) dt \quad (15)$$

$a \neq 0$ , La fonction  $\psi_{a,b}(t)$  est obtenue par translation et dilatation d'une fonction particulière appelée ondelette mère:

$$\psi_{a,b}(t) = \Psi\left(\frac{t-b}{a}\right) \quad (16)$$

- $b$  détermine la position et  $a$  donne l'échelle.
- Cas d'un signal :  $a$  est la fréquence et  $b$  le temps.

### 3.1.6.1 Transformation en ondelettes (2)

- La fonction  $\psi$  doit être oscillante et d'intégrale nulle.
- $\psi$  doit être de carré intégrable.
- $\psi$  peut être à valeurs complexes.
- Il existe de nombreuses ondelettes mères  $\psi$  possibles.
- Ainsi définie, c'est une transformation continue à rapprocher de la transformation de Fourier continue.
- La transformation en ondelette est une transformation linéaire

#### Exemple d'ondelette mère

Un exemple simple d'ondelette mère est présenté en figure III.4. Il s'agit de la dérivée seconde d'une fonction Gaussienne. Une autre ondelette simple (ondelette de Morlet) est présentée en figure III.5.

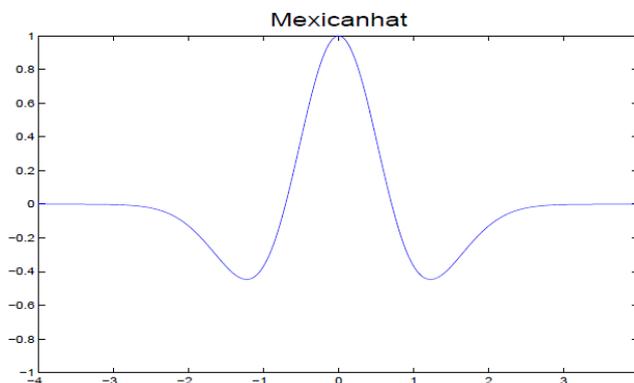


Figure III.4: Ondelette simple: Dérivée seconde d'une Gaussienne

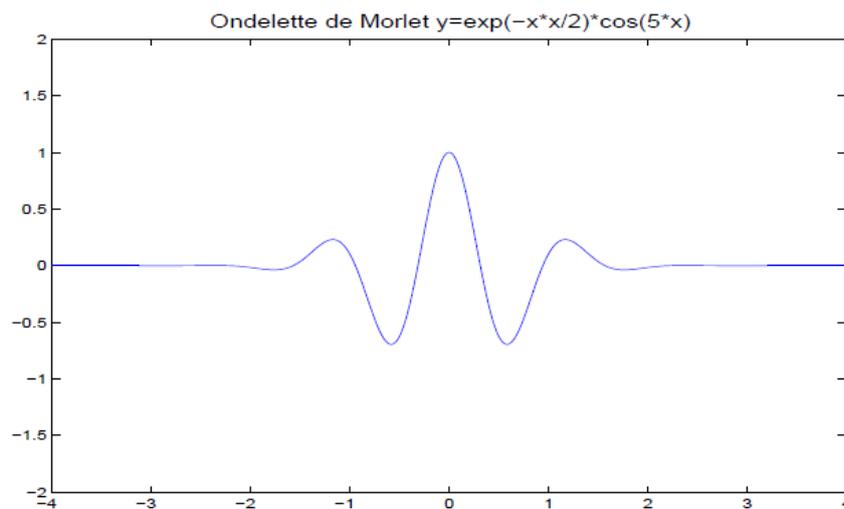


Figure III.5: Ondelette simple: Ondelette de Morlet

### 3.1.6.2 Reconstruction de la fonction originale

- La fonction  $x(t)$  peut être reconstruite à partir de  $g(a, b)$  par la formule:

$$x(t) = \frac{1}{C_\psi} \int_{a=-\infty}^{a=\infty} \int_{b=-\infty}^{b=\infty} \frac{g(a, b)}{a^2} \psi_{a,b}(t) da db \quad (17)$$

- $C_\psi$  est une constante dépendant de l'ondelette  $\psi(t)$  choisie
- La transformation générale en ondelette est surdéterminée
- En fait, il suffit de connaître la fonction  $g(a, b)$  en un nombre dénombrable de valeurs pour reconstruire  $x(t)$

### 3.1.6.3 Transformations dyadiques

- Les fonctions de bases sont dénombrables et générées à partir d'une fonction mère par:
  - Dilatations ou contractions dyadiques par un facteur  $a = 2^{-j}$ , cf (17)
  - Translations binaires: pour une échelle donnée de dilatation  $2^{-j}$  les translations sont  $b = k2^{-j}$ ,  $k$  entier.

- Donc:

$$\begin{aligned} \psi_{j,k}(t) &= \sqrt{2^j} \Psi(2^j t - k) \\ g(j, k) &= \int_{t=-\infty}^{t=\infty} x(t) \bar{\psi}_{j,k}(t) dt \end{aligned} \quad (18)$$

Pour un  $j$  donné, les supports des  $\psi_{j,k}(t)$  sont disjoints et contigus.

### 3.1.6.4 Transformations dyadiques (2)

- Chaque fonction de base  $\psi_{j,k}(t)$  est caractérisée par sa largeur (échelle)  $2^{-j}$  et sa position  $k$ .
- En représentation (temps, fréquence), chaque fonction de base représente approximativement un rectangle de largeur  $2^{-j}$  en temps et de largeur  $2^j$  en fréquence.
- La fonction  $x(t)$  peut être reconstruite par:

$$x(t) = \sum_k \sum_p g(j, k) \psi_{j,k}(t)$$

ou encore :

$$x(t) = g_0 \phi(t) + g_1 \psi(t) + \sum_{k>0} \sum_{p \in \mathbb{Z}} g(j, k) \psi(2^j t - k) \quad (19)$$

### 3.1.6.5 Ondelettes de Haar [110]

- Considérons une fonction réelle  $x(t)$  définie sur  $[0, 1[$
- $x(t)$  échantillonnée en  $N$  points avec  $N = 2m$   
 $x_k = x(t_k)$  pour  $t_k = 0, 1/N, \dots, N-1/N$

- On définit la famille de fonctions :

$$\begin{aligned} \phi(t) &= \begin{cases} 1 & \text{pour } 0 \leq t < 1 \\ 0 & \text{autrement} \end{cases} \\ \phi_{j,k}(t) &= \phi(2^j t - k) \end{aligned}$$

$$\phi_{j,k}(t) = \begin{cases} 1 & \text{pour } \frac{k}{2^j} \leq t < \frac{k+1}{2^j} \\ 0 & \text{autrement} \end{cases} \quad (20)$$

### Ondelettes de Haar (2)

- Reconstruction de  $x(t)$  :

$$x(t) = \sum_{k=0}^{N-1} x_k \phi_{m,k}(t)$$

- Notation  $\langle f, g \rangle = \int_0^1 x(t)g(t) dt$
- $\langle f, g \rangle$  est un produit scalaire et :

$$\langle \phi_{j,k}, \phi_{j,k'} \rangle = 0 \text{ pour } k \neq k'$$

$$\|\phi_{j,k}\|^2 = \langle \phi_{j,k}, \phi_{j,k} \rangle = \frac{1}{2^j}$$

Donc pour chaque  $j$  les fonctions  $\phi_{j,k}(t)$  forment une base orthogonale engendrant un sous espace vectoriel noté  $V_j$  de dimension  $2^j$  de fonctions réelles intégrables sur  $[0, 1[$ . Cette base peut être orthonormée en multipliant les  $\phi_{j,k}(t)$  par  $\sqrt{2^j}$ .

### Ondelettes de Haar (3)

- On définit de même la famille :

$$\Psi(t) = \begin{cases} 1 & \text{pour } 0 \leq t < \frac{1}{2} \\ -1 & \text{pour } \frac{1}{2} \leq t < 1 \\ 0 & \text{autrement} \end{cases}$$

et  $\psi_{j,k}(t) = \psi(2^j t - k)$ , soit

$$\psi_{j,k}(t) = \begin{cases} 1 & \text{pour } \frac{k}{2^j} \leq t < \frac{k}{2^j} + \frac{1}{2^{j+1}} \\ -1 & \text{pour } \frac{k}{2^j} + \frac{1}{2^{j+1}} \leq t < \frac{k+1}{2^j} \\ 0 & \text{autrement} \end{cases} \quad (21)$$

- Comme pour la famille (20), les fonctions  $\psi_{j,k}(t)$  forment aussi pour chaque  $j$  une base du même sous-espace vectoriel de fonctions que le précédent.

### Ondelettes de Haar (4)

La fonction  $\phi(t)$  s'appelle fonction d'échelle de Haar.

Les fonctions  $\psi_{j,k}(t)$  sont les ondelettes de Haar.

Propriété fondamentale: La fonction  $x(t)$  peut être calculée avec  $N/2$  points

$$t_{2k} = 0, 2/N, \dots, 2k/N, \dots, N-2/N$$

C'est à dire avec l'échantillonnage précédent dont on prend un point sur deux.

$$x(t) = \sum_{k=0}^{N/2-1} s_{j-1,k} \phi_{j-1,2k}(t) + \sum_{k=0}^{N/2-1} d_{j-1,k} \psi_{j-1,2k}(t)$$

- Les coefficients  $s_{j,k}$  et  $d_{j,k}$  se calculent par récurrence à partir des  $x_k$  :  $s_{k,m} = x_k$ ,

$$k = 1, \dots, (N - 1)/2$$

$$s_{j-1,k} = \frac{s_{j,2k} + s_{j,2k+1}}{2}; d_{j-1,k} = \frac{s_{j,2k} - s_{j,2k+1}}{2} \quad (22)$$

### Ondelettes de Haar (5)

Pour une même valeur de j les ondelettes  $j,k(t)$  :

- sont orthogonales aux fonctions d'échelles  $_j,k(t)$
- sont orthogonales entre elles :  $\langle j,k, j,k' \rangle = 0$  pour  $k \neq k'$
- définissent un espace vectoriel  $W_j$  de dimension  $2^j$  et complémentaire de celui ( $V_j$ ) engendré par les  $j,k(t)$

On a  $V_j \oplus W_j = V_{j+1}$  où  $V_{j+1}$  est l'espace vectoriel de dimension  $2^{j+1}$  engendré par les  $j+1,k(t)$

## 3.2 INTELLIGENCE ARTIFICIELLE

### 3.2.1 Apprentissage automatique [117]

- Un agent apprend s'il améliore sa performance sur des tâches futures avec l'expérience.

Considérons un problème d'apprentissage simple mais ayant beaucoup d'applications:

Étant donnée une collection de paires (entrées, sorties) appelées exemples d'apprentissage, on définit une fonction qui peut prédire correctement une sortie pour une nouvelle entrée.

Les programmes d'apprentissage sont nécessaires car:

- il est trop difficile d'anticiper toutes les entrées à traiter correctement
- il est possible que la relation entre l'entrée et la sortie évolue dans le temps (ex.: classification de pourriels)
- Parfois, on n'a aucune idée comment programmer la fonction désirée (ex.: reconnaissance de visage)

### 3.2.2 Types de problèmes d'apprentissage : [117]

- Il existe plusieurs sortes de problèmes d'apprentissage qui se distinguent par la nature de la supervision offerte par nos données :
  - **apprentissage supervisé** : sortie désirée (cible ou « target ») est fournie explicitement par les données.
  - **apprentissage par renforcement** : le signal d'apprentissage correspond seulement à des récompenses et punitions.
  - **apprentissage non-supervisé** : les données ne fournissent pas de signal explicite et le modèle doit extraire de l'information uniquement à partir de la structure des entrées.

### 3.2.3 Représentation de données

L'entrée est représentée par un vecteur de valeurs d'attributs réels (représentation factorisée)

La sortie désirée ou cible y aura une représentation différente selon le problème à résoudre :

- Problème de classification en classe C : valeur discrète indice de 0 à C - 1
- Problème de régression : valeur réelle ou continue

### 3.2.4 Classifieur $k$ plus proches voisins [117]

Possiblement l'algorithme d'apprentissage de classification le plus simple, étant donnée une entrée, sera de :

1. Trouver les  $k$  entrées  $\mathbf{x}_t$  parmi les exemples d'apprentissage qui sont les plus proches de  $x$ .
2. faire voter chacune de ces entrées pour leur classe associée  $y_t$
3. retourner la classe majoritaire

Le succès de cet algorithme va dépendre de deux facteurs

- la quantité de données d'entraînement (plus il y en a, meilleure sera la performance)
- la qualité de la mesure de distance (est ce que deux entrées jugées similaires sont de la même classe?)

En pratique, on utilise souvent la distance Euclidienne:

$$d(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) = \sqrt{\sum_k (x_{1,k} - x_{2,k})^2}$$

$\mathbf{X}$  = vecteur  
 $x$  = scalaire

### 3.2.5 Apprentissage supervisé [117]

Un problème d'apprentissage supervisé est formulé comme suit:

Étant donné un ensemble d'entraînement de  $N$  exemples:

$$\{(\mathbf{x}_1, y_1), (\mathbf{x}_2, y_2), \dots, (\mathbf{x}_N, y_N)\} D$$

Où chaque  $y_j$  a été généré par une fonction inconnue  $y = f(\mathbf{x})$ , découvrir une nouvelle fonction  $h$  (modèle ou hypothèse) qui sera une bonne approximation de  $f$  (c'est-à-dire  $f(\mathbf{x}) \approx h(\mathbf{x})$ ).

Un algorithme d'apprentissage peut donc être vu comme étant une fonction  $A$  à laquelle on donne un ensemble d'entraînement et qui donne en retour cette fonction  $h$

$$A(D) = h$$

### 3.2.6 Retour sur classifieur $k$ plus proches voisins [117] :

Dans le cas de l'algorithme  $k$  plus proches voisins:

$A$  est un programme qui produit lui même un programme, soit celui qui fait une prédiction à l'aide de la procédure  $k$  plus proches voisins.

$h(\mathbf{x}) = A(D)$  est le programme qui fait voter les  $k$  plus proches voisins dans  $D$  d'une entrée donnée.

$h$  est la sortie du programme pour l'entrée  $X$ , c'est-à-dire une prédiction de la classe de  $X$   
 $f$  est la fonction qui a généré nos données d'entraînement

On peut démontrer que plus  $D$  est grand, plus  $H$  sera une bonne approximation de  $f$  :  
 En augmentant la taille de l'ensemble d'entraînement, les plus proches voisins ne peuvent changer qu'en étant encore plus proches (plus similaires) à l'entrée

### 3.2.7 Mesure de la performance d'un algorithme d'apprentissage [117]:

Pour évaluer le succès d'un algorithme, on pourrait regarder l'erreur moyenne commise sur les exemples d'entraînement, mais cette erreur sera nécessairement optimiste. On mesure donc seulement la capacité de l'algorithme à mémoriser. Dans le cas où 1 est le plus proche voisin, l'erreur sera de 0!

Ce qui nous intéresse le plus, c'est la capacité de l'algorithme à généraliser sur de nouveaux exemples. Ceci reflète mieux le contexte dans lequel on va utiliser  $h$ . Pour mesurer la généralisation, on met de côté des exemples étiquetés qui seront utilisés seulement à la fin pour calculer l'erreur. On l'appelle l'ensemble de test.

### 3.2.8 Deuxième algorithme de Perceptron (Rosenblatt, 1957) [117] :

Il représente l'un des plus vieux algorithmes de classification. Il consiste à modéliser la décision à l'aide d'une fonction linéaire, suivi d'un seuil (Figure III.6).

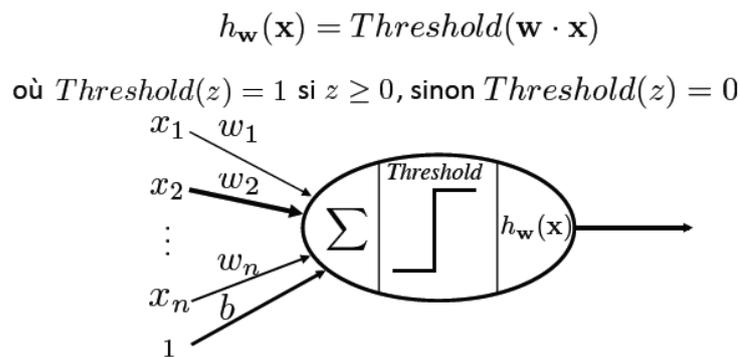


Figure III.6. Schéma général et principe du Perceptron.

Le vecteur de poids  $\mathbf{W}$  correspond aux paramètres du modèle

On ajoute également un biais  $b$ , qui équivaut à ajouter une entrée  $x_{n+1}=1$

L'algorithme d'apprentissage doit adapter la valeur des paramètres (c'est-à-dire des poids et des biais) de façon à ce que  $h_{\mathbf{w}}(\mathbf{x})$  soit la bonne réponse sur les données d'entraînement.

Algorithme de Perceptron :

1. pour chaque paire  $(\mathbf{x}_t, y_t) \in D$ 
  - a. calculer  $h_{\mathbf{w}}(\mathbf{x}_t) = \text{Threshold}(\mathbf{w} \cdot \mathbf{x}_t)$
  - b. si  $y_t \neq h_{\mathbf{w}}(\mathbf{x}_t)$ 
    - $w_i \leftarrow w_i + \alpha(y_t - h_{\mathbf{w}}(\mathbf{x}_t))x_{t,i} \quad \forall i$  (mise à jour des poids et biais)
2. retourner à 1 jusqu'à l'atteinte d'un critère d'arrêt (nb. maximal d'itérations atteint ou nb. d'erreurs est 0)

La mise à jour du poids est appelée la règle d'apprentissage du Perceptron. Le multiplicateur est appelé le taux d'apprentissage.

### 3.2.9 Surface de séparation [117] :

Le Perceptron cherche donc un séparateur linéaire entre les deux classes.

La surface de décision d'un classifieur est la surface (dans le cas du perceptron en 2D, une droite) qui sépare les deux régions classifiées dans les deux classes différentes (figure III.7).

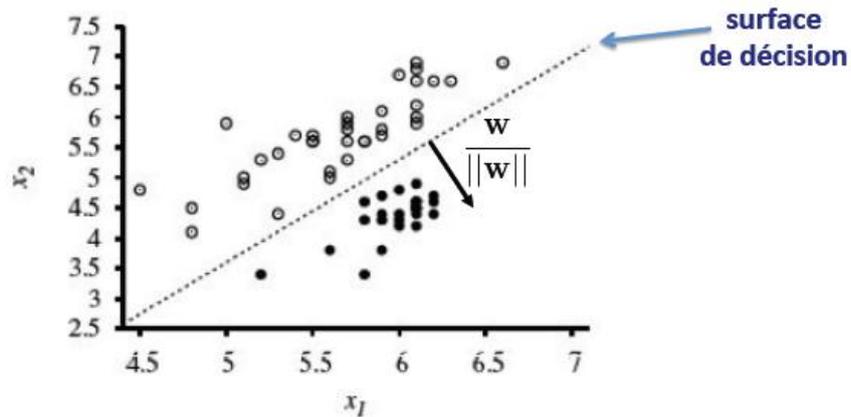


Figure III.7. Principe de la surface de décision d'un classifieur

### 3.2.10 Convergence et séparabilité [117] :

Si les exemples d'entraînement sont linéairement séparables (Figure III.8), l'algorithme est garanti de converger à une solution avec une erreur nulle sur l'ensemble d'entraînement, quel que soit le choix de  $\alpha$

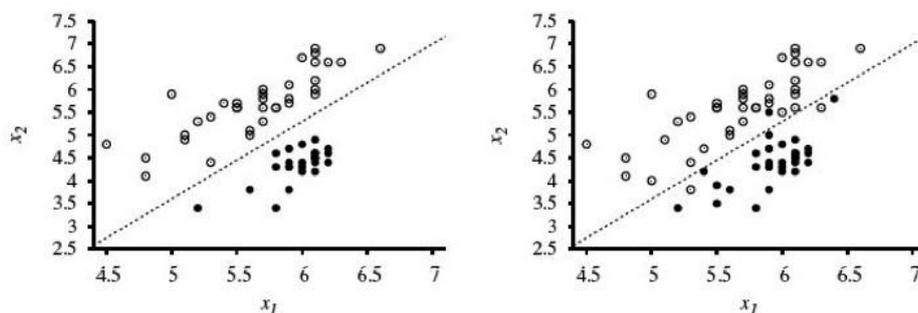


Figure III.8. Exemples d'entraînements linéairement séparables

- En cas de non séparabilité linéaire pour convertir la convergence à une solution avec la plus petite erreur en entraînement, on doit décroître le taux d'apprentissage, par ex :

$$\alpha_k = \frac{\alpha}{1 + \beta k}$$

### 3.2.11 Courbe d'apprentissage [117] :

- Pour visualiser la progression de l'apprentissage, on peut regarder la courbe d'apprentissage, c'est à dire la courbe du taux d'erreur (ou de succès) en fonction du nombre de mises à jour des paramètres (figure III.9).

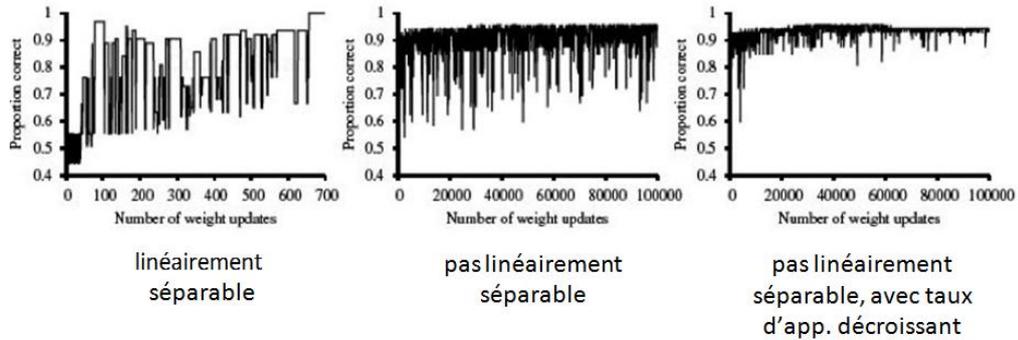


Figure III.9. Exemples de courbes d'apprentissage

### 3.2.12 Apprentissage vu comme la minimisation d'une perte [117] :

Le problème de l'apprentissage peut être formulé comme un problème d'optimisation pour chaque exemple d'entraînement, on souhaite minimiser une certaine distance  $Loss(y_t, h_{\mathbf{w}}(\mathbf{x}_t))$  entre la cible  $y_t$  et la prédiction  $h_{\mathbf{w}}(\mathbf{x}_t)$ . cette distance est appelée perte.

- Dans le cas du Perceptron

$$Loss(y_t, h_{\mathbf{w}}(\mathbf{x}_t)) = -(y_t - h_{\mathbf{w}}(\mathbf{x}_t))\mathbf{w} \cdot \mathbf{x}_t$$

Si la prédiction est bonne, le coût est 0

Si la prédiction est mauvaise, le coût est la distance entre  $\mathbf{w} \cdot \mathbf{x}_t$  et le seuil à franchir pour que la prédiction soit bonne

### 3.2.13 Recherche locale pour la minimisation des pertes [117] :

En apprentissage automatique, on souhaite optimiser la fonction :

$$\frac{1}{|D|} \sum_{(\mathbf{x}_t, y_t) \in D} Loss(y_t, h_{\mathbf{w}}(\mathbf{x}_t))$$

Les variations de cette fonction sont présentées dans la figure III.10.

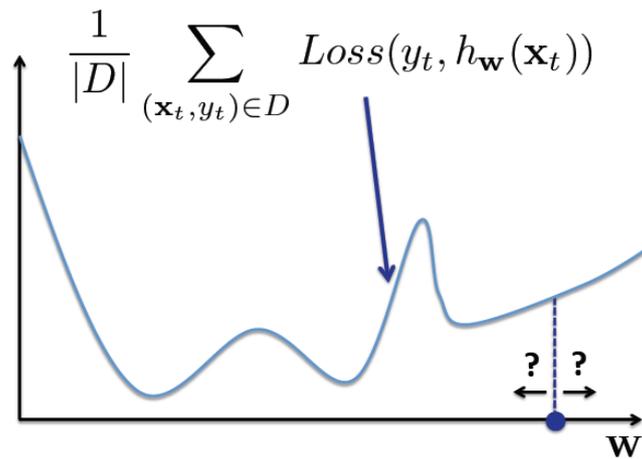


Figure III.10. Variations de la fonction de minimisation des pertes

Le gradient par rapport à la perte moyenne contient les dérivées partielles:

$$\frac{1}{|D|} \sum_{(\mathbf{x}_t, y_t) \in D} \frac{\partial}{\partial w_i} \text{Loss}(y_t, h_{\mathbf{w}}(\mathbf{x}_t)) \quad \forall i$$

Elle devrait calculer la moyenne des dérivées sur tous les exemples d'entraînement avant de faire une mise à jour des paramètres.

### 3.2.14 Descente de gradient stochastique [117] :

La descente de gradient stochastique consiste à mettre à jour les paramètres à partir (c.-à-d. des dérivées partielles) d'un seul exemple, choisi aléatoirement:

- Initialiser  $\mathbf{W}$  aléatoirement
- Pour  $T$  itérations
  - Pour chaque exemple d'entraînement  $(\mathbf{x}_t, y_t)$ 
    - $w_i \leftarrow w_i - \alpha \frac{\partial}{\partial w_i} \text{Loss}(y_t, h_{\mathbf{w}}(\mathbf{x}_t)) \quad \forall i$

Cette procédure est beaucoup plus efficace lorsque l'ensemble d'entraînement est grand. On fait des mises à jour des paramètres après chaque parcours de l'ensemble d'entraînement, plutôt qu'une seule mise à jour avec la descente de gradient normale.

### 3.2.15 Retour sur le perceptron [117] :

On pourrait utiliser le gradient (dérivée partielle) pour déterminer une direction de mise à jour des paramètres:

$$\frac{\partial}{\partial w_i} \text{Loss}(y_t, h_{\mathbf{w}}(\mathbf{x}_t)) = \frac{\partial}{\partial w_i} - (y_t - h_{\mathbf{w}}(\mathbf{x}_t)) \mathbf{w} \cdot \mathbf{x}_t \cong -(y_t - h_{\mathbf{w}}(\mathbf{x}_t)) x_{t,i}$$

Par définition, le gradient donne la direction (locale) d'augmentation la plus grande de la perte. Pour mettre à jour les paramètres, nous allons dans la direction opposée à ce gradient :

$$w_i \leftarrow w_i - \alpha \frac{\partial}{\partial w_i} \text{Loss}(y_t, h_{\mathbf{w}}(\mathbf{x}_t)) \quad \forall i$$

On obtient à nouveau la règle d'apprentissage du Perceptron

$$w_i \leftarrow w_i + \alpha (y_t - h_{\mathbf{w}}(\mathbf{x}_t)) x_{t,i} \quad \forall i$$

La procédure de descente de gradient stochastique est applicable à n'importe quelle perte dérivable partout.

- Dans le cas du Perceptron, la dérivée de  $h_{\mathbf{w}} \cdot \mathbf{x}$  n'est pas définie lorsque  $w \cdot x = 0$  (figure III.11). L'utilisation de la fonction *Threshold* (qui est constante par partie) fait que la courbe d'entraînement peut être instable

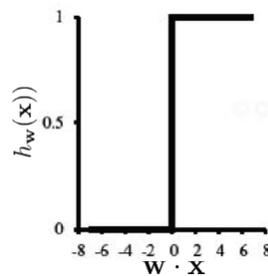


Figure III.11. Variations de la fonction threshold dans le cas du Perceptron.

### 3.2.16 Troisième algorithme: régression logistique [117] :

Plutôt que de prédire une classe, prédire une probabilité d'appartenir à la classe 1 (ou la classe 0). La régression logistique est définie comme suit :

$$p(y = 1 | \mathbf{x}) = h_{\mathbf{w}}(\mathbf{x}) = \text{Logistic}(\mathbf{w} \cdot \mathbf{x}) = \frac{1}{1 + e^{-\mathbf{w} \cdot \mathbf{x}}}$$

- Pour choisir une classe, prendre la plus probable selon le modèle
  - ◆ si  $h_{\mathbf{w}}(\mathbf{x}) \geq 0.5$  choisir la classe 1
  - ◆ sinon, choisir la classe 0

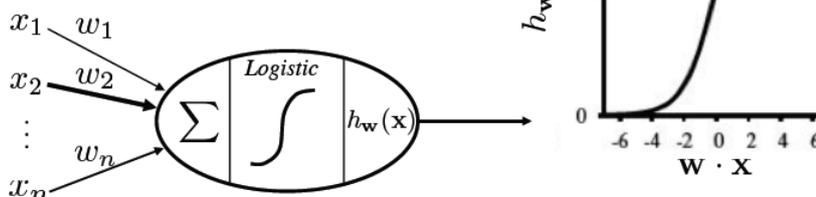


Figure III.12. Schéma de principe et variations de la régression logistique.

### 3.2.17 Dérivation de la règle d'apprentissage [117] :

Pour obtenir une règle d'apprentissage, on définit d'abord une perte

$$Loss(y_t, h_{\mathbf{w}}(\mathbf{x}_t)) = -y_t \log h_{\mathbf{w}}(\mathbf{x}_t) - (1 - y_t) \log(1 - h_{\mathbf{w}}(\mathbf{x}_t))$$

- ◆ si  $y_t = 1$ , on souhaite maximiser la probabilité  $p(y_t = 1|\mathbf{x}) = h_{\mathbf{w}}(\mathbf{x}_t)$
- ◆ si  $y_t = 0$ , on souhaite maximiser la probabilité  $p(y_t = 0|\mathbf{x}) = 1 - h_{\mathbf{w}}(\mathbf{x}_t)$

On dérive la règle d'apprentissage comme une descente de gradient.

$$w_i \leftarrow w_i - \alpha \frac{\partial}{\partial w_i} Loss(y_t, h_{\mathbf{w}}(\mathbf{x}_t)) \quad \forall i$$

Ce qui donne:

$$w_i \leftarrow w_i + \alpha (y_t - h_{\mathbf{w}}(\mathbf{x}_t)) x_{t,i} \quad \forall i$$

La règle est donc la même que pour le Perceptron, mais la définition de  $h_{\mathbf{w}}(\mathbf{x}_t)$  est différente.

### 3.2.18 Algorithme de réseau de neurones artificiel [117] :

Il consiste à apprendre les poids du classifieur linéaire et une transformation qui va rendre le problème linéairement séparable. La figure III.13 présente la structure d'un réseau de neurones à une seule couche cachée. Cependant, rien n'empêche d'avoir plus d'une couche cachée. La figure III.14 présente l'algorithme à 2 couches cachées.

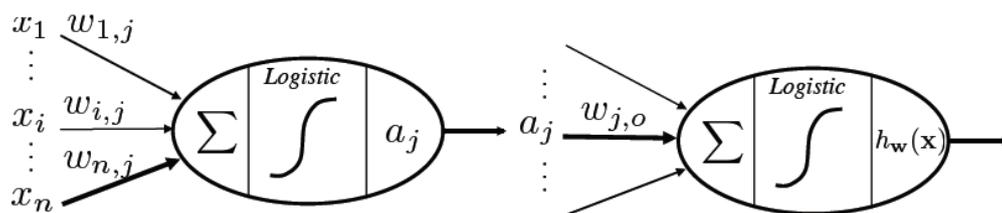


Figure III.13. Réseau de neurones à une seule couche cachée

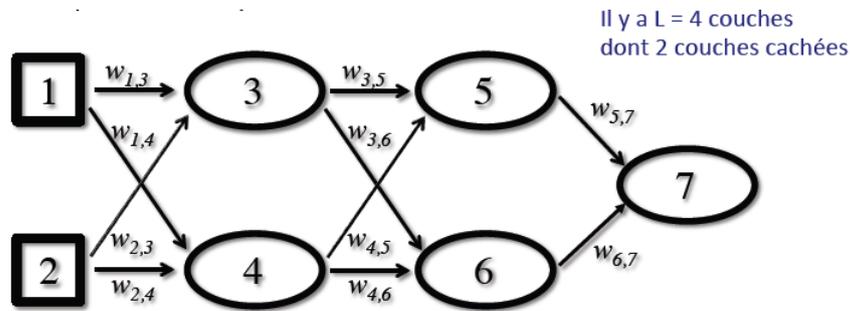


Figure III.14. Réseau de neurones à deux couches cachées.

### 3.2.19 Dérivation de la règle d'apprentissage [117] :

- La dérivation de la règle d'apprentissage se fait encore avec les gradients, comme suit :

$$w_{i,j} \leftarrow w_{i,j} - \alpha \frac{\partial}{\partial w_{i,j}} \text{Loss}(y_t, h_{\mathbf{w}}(\mathbf{x}_t)) \quad \forall i, j$$

Calculer ces dérivées partielles peut paraître ardu. Le calcul est grandement facilité en utilisant la règle de dérivation en chaîne.

La dérivation de la règle d'apprentissage se fait encore avec les gradients, comme suit :

$$w_{i,j} \leftarrow w_{i,j} - \alpha \frac{\partial}{\partial w_{i,j}} \text{Loss}(y_t, h_{\mathbf{w}}(\mathbf{x}_t)) \quad \forall i, j$$

Par l'application de la dérivée en chaîne, on peut décomposer cette règle d'apprentissage comme suit:

$$w_{i,j} \leftarrow w_{i,j} - \alpha \underbrace{\frac{\partial}{\partial a_j} \text{Loss}(y_t, h_{\mathbf{w}}(\mathbf{x}_t))}_{\text{gradient du coût p/r au neurone}} \underbrace{\frac{\partial}{\partial in_j} \text{Logistic}(in_j)}_{\text{gradient du neurone p/r à la somme des entrées}} \underbrace{\frac{\partial}{\partial w_{i,j}} in_j}_{\text{gradient de la somme p/r au poids } w_{i,j}}$$

Par contre, un calcul naïf de tous ces gradients serait très inefficace. Pour un calcul efficace, on utilise la procédure de rétropropagation des gradients (ou erreurs).

### 3.2.20. Rétropropagation de gradient [117] :

Utiliser le fait que la dérivée pour un neurone à la couche  $l$  peut être calculée à partir de la dérivée des neurones connectés à la couche  $l+1$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial a_j} Loss &= \sum_k \frac{\partial}{\partial a_k} Loss \frac{\partial}{\partial a_j} a_k \\
&= \sum_k \frac{\partial}{\partial a_k} Loss \frac{\partial}{\partial in_k} g(in_k) \frac{\partial}{\partial a_j} in_k \\
&= \sum_k \frac{\partial}{\partial a_k} Loss g(in_k)(1 - g(in_k)) w_{j,k}
\end{aligned}$$

*k* itère sur les neurones cachés de la couche *l+1*

où  $in_k = \sum_j w_{j,k} a_j$  et  $Logistic(\cdot) \equiv g(\cdot)$   
(pour simplifier notation)

### 3.2.21. Visualisation de la rétropropagation:

L'algorithme d'apprentissage commence par une propagation avant tel que représenté dans la figure III.15. Ensuite, le gradient sur la sortie est calculé, et le gradient rétro propagé (figure III.16).

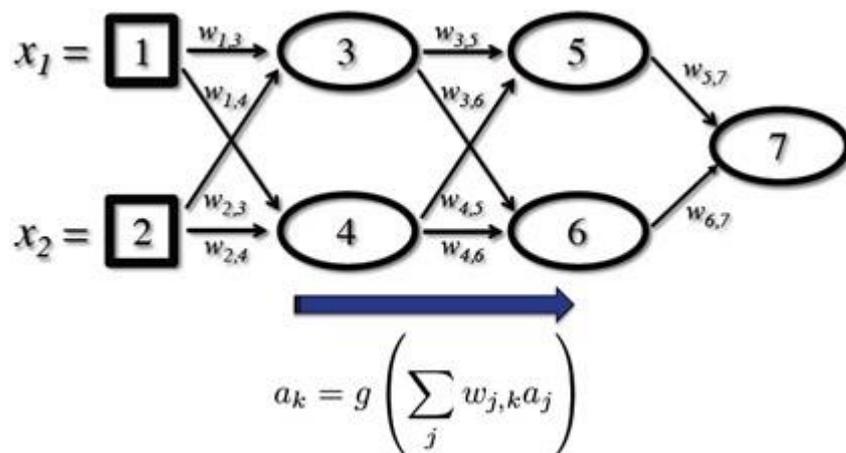


Figure III.15. Algorithme de l'apprentissage en propagation avant

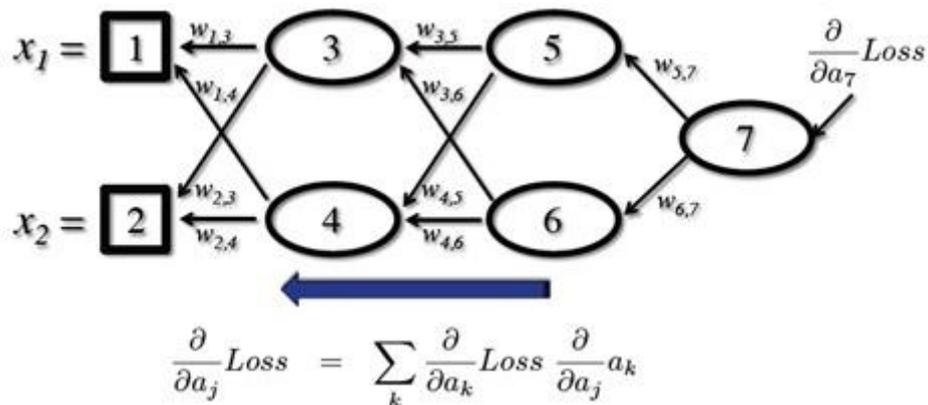


Figure III.16. Algorithme de l'apprentissage en rétro propagation

La dérivation de la règle d'apprentissage se fait encore avec les gradients tel que décrit par l'équation suivante.

$$w_{i,j} \leftarrow w_{i,j} - \alpha \underbrace{\frac{\partial}{\partial a_j} \text{Loss}(y_t, h_{\mathbf{w}}(\mathbf{x}_t))}_{\text{gradient du coût p/r au neurone}} \underbrace{\frac{\partial}{\partial in_j} \text{Logistic}(in_j)}_{\text{gradient du neurone p/r à la somme des entrées}} \underbrace{\frac{\partial}{\partial w_{i,j}} in_j}_{\text{gradient de la somme p/r au poids } w_{i,j}}$$

$$\underbrace{\hspace{15em}}_{-\Delta[j]} \quad \underbrace{\hspace{5em}}_{a_i}$$

Donc la règle de mise à jour peut être écrite comme suite:

$$w_{i,j} \leftarrow w_{i,j} + \alpha a_i \Delta[j]$$

Dans le but de la généralisation, le nombre de neurones cachés est choisi selon le principe décrit dans la figure III.17. On utilise ce principe également pour optimiser le nombre d'itérations et la capacité de mémoriser l'ensemble d'entraînement.

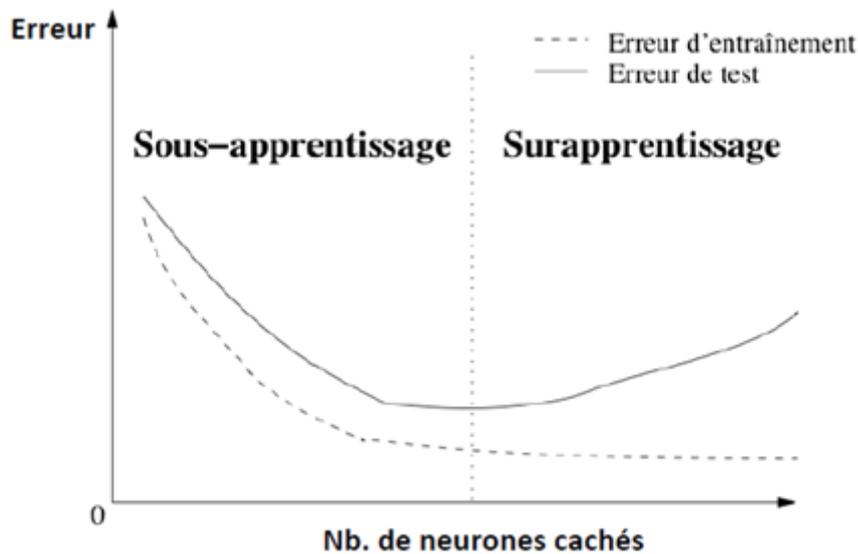


Figure III.17. Courbe de principe de choix du nombre de neurones cachés.

### Conclusion:

Ce chapitre nous a permis de rassembler les définitions de base et les types d'ondelettes ainsi que les particularités de chacune d'elles. Les réseaux de neurones ainsi que leurs domaines d'application et les critères de performances ont été aussi largement discutés. Ceci dans le but d'effectuer un bon choix de méthodologie pour les applications qui vont suivre.

## CHAPITRE 4

### Technique de diagnostic, Résultats et Interprétations

## Introduction

Dans ce travail, nous présenterons une application des techniques de discrimination de signaux en vue de la surveillance et la protection de l'état d'un transformateur contre les décharges issues des courants associés à la propagation des streamers positifs et négatifs dans l'huile minérale de transformateur soumis aux tensions alternatives. Il nous permettra d'envisager de protéger les transformateurs à l'instant ultime contre les décharges internes de forte puissance.

Il portera essentiellement sur l'étude des courants (charges) et émissions lumineuses des streamers dans l'huile minérale de transformateur principalement soumise à un champ électrique divergent sous tension alternative 50Hz. Ces courants qui feront l'objet de notre travail ont été acquis lors de mesures antérieures et devant servir de base de données pour la technique de diagnostic et de protection qui sera présentée. Nous décrirons également dans cette partie, la technique expérimentale et les conditions dans lesquelles ces données ont été acquises.

Nous tenterons par la suite de répertorier les différents types de courants susceptibles de se manifester sous chaque alternance ainsi que leur fréquence.

### 4.1 Technique Expérimentale :

Le dispositif expérimental est constitué d'une source de tension, d'une cellule d'essai et de systèmes de mesure et d'enregistrement des courants, des charges et des émissions lumineuses associées à la propagation des streamers [118]. La cellule est essentiellement constituée de deux électrodes pointe et plane en laiton.

La plage de tension d'étude s'étale entre un seuil que nous supposons minimal de génération où, au plus 2 streamers sont générés pendant une heure d'application de la tension, et un seuil maximal au dessus duquel au moins 50% des streamers enregistrés mènent à un claquage. Elle est uniformément variée de  $2.0 \pm 0.2$  kV/sec. Une gamme de courants la plus large possible a été ainsi obtenue. De ceux correspondant à des énergies les plus faibles jusqu'à ceux de forte énergie, menant directement au claquage de l'isolation.

La tension est appliquée à l'huile à travers un discontacteur qui coupe lorsque le courant de décharge excède une certaine valeur.

Les essais ont porté principalement sur trois liquides: l'huile minérale de transformateur de bonne qualité technique, le toluène et le tétraester de qualité spectroscopique.

Les pointes utilisées dans nos essais sont en laiton de rayon de courbure  $10\mu\text{m}$ , sauf pour les essais de claquage où elles sont en tungstène.

### 4.2. Mesure des courants [119]:

Le courant de streamer est mesuré à travers une résistance  $R_m$  de  $50\Omega$ , non inductive, placée entre l'électrode plane et la terre, et connectée à l'entrée  $50\Omega$  d'un oscilloscope numérique à mémoire (Lecroy 9450, bande passante 350 MHz). L'entrée de l'oscilloscope est protégée par deux diodes rapides (AN4148, 100mA, 4ns, 100V) montées en tête bêche [119].

Le niveau d'enclenchement de l'oscilloscope "trigger" est choisi le plus bas possible afin d'enregistrer la moindre manifestation de streamer tout en évitant les enclenchements intempestifs de l'oscilloscope, dus aux courants de décharges partielles à travers les parois externes de la cellule d'essai. Ce niveau est d'autant plus élevé que la distance inter-électrodes et la tension appliquée sont élevés [118].

Dans la plupart des cas, l'oscilloscope est utilisé en mode 'séquences' enregistrant simultanément les 20, 50 ou 100 premiers événements. Ce nombre est dans la plupart des cas fixé à vingt, d'une part, par le fait que tous les types de courant susceptibles de se manifester à un niveau de tension donné, sont enregistrés. D'autre part, en prenant un nombre supérieur, les signaux enregistrés peuvent être tronqués en partie et perdre en résolution.

### 4.3. Forme des courants

Selon l'amplitude de la tension appliquée, différentes formes de courant peuvent être observées. Celles-ci apparaissent sous les deux alternances (positive et négative) lorsque la tension dépasse une certaine valeur seuil correspondant à l'initiation des streamers. L'apparition des streamers positifs devient plus fréquente que celle des streamers négatifs. Les figures 4.1 à 4.6 montrent les différentes formes de courant, observées dans l'huile minérale et le toluène sous différentes tensions et dans la même géométrie des électrodes. Ces courants apparaissent de manière statistique. Nous présentons sur la figure 4.7 les différents types de courant enregistrés dans les mêmes conditions expérimentales mais à des proportions différentes.

Les courants de type A1 sont enregistrés aux niveaux de tension les plus bas. Ils correspondent à la propagation de streamers positifs s'éteignant avant d'atteindre l'électrode opposée. Ceux de type A2 et A3 sont les plus fréquemment enregistrés, à des niveaux de tension supérieurs. Ils sont caractérisés par une composante continue qui augmente dans le temps jusqu'à une valeur maximale correspondant à leur arrivée sur le plan [120-123]. Sur cette composante continue sont superposés des pics de courant dont l'amplitude diminue avec l'accroissement de la tension appliquée. C'est le type de courant enregistré en plus forte proportion [118]. Les signaux de type B sont associés à la propagation de streamers positifs suivis d'un claquage du système interélectrodes. Le claquage peut survenir avant ou après la valeur max du courant correspondant à l'arrivée du streamer sur la deuxième électrode. Ce type de courant est le plus dangereux pour les systèmes d'isolation et devrait correspondre à des événements très rapides tels ceux observés par Torshin [124] et Lundgaard et al. [125]. Les dispositifs de protection doivent les identifier et y accorder un intérêt particulier.

Les courants de type C, enregistrés aux niveaux de tension davantage plus élevés que les précédents, correspondent à la propagation de streamers négatifs, plus lents et de plus faible énergie que les positifs, et qui s'éteignent le plus souvent avant d'atteindre l'électrode opposée. Ce type de streamer ne représente pas de danger significatif.

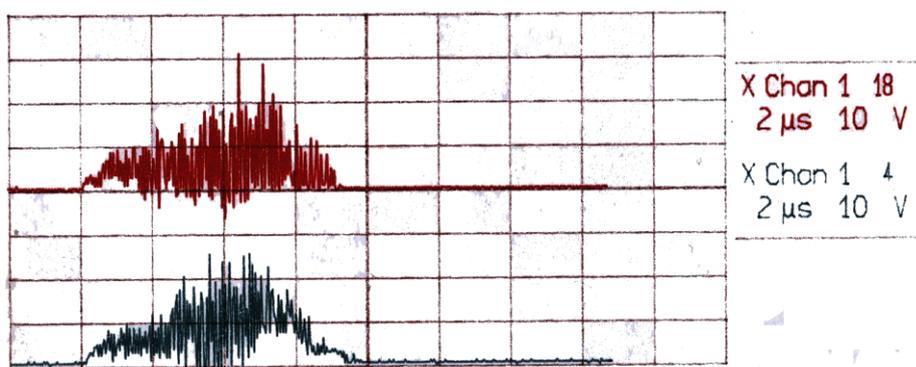


Fig. 4.1 : Décharge dans le toluène

Ce type de décharge ne présente pas de risque potentiel pour le transformateur

Les courants des figures suivantes sont aussi caractérisés par une composante continue qui augmente dans le temps jusqu'à une valeur maximale correspondant à leur arrivée sur le plan. Des pics de courant dont l'amplitude diminue avec l'accroissement de la tension appliquée sont superposés sur cette composante continue.

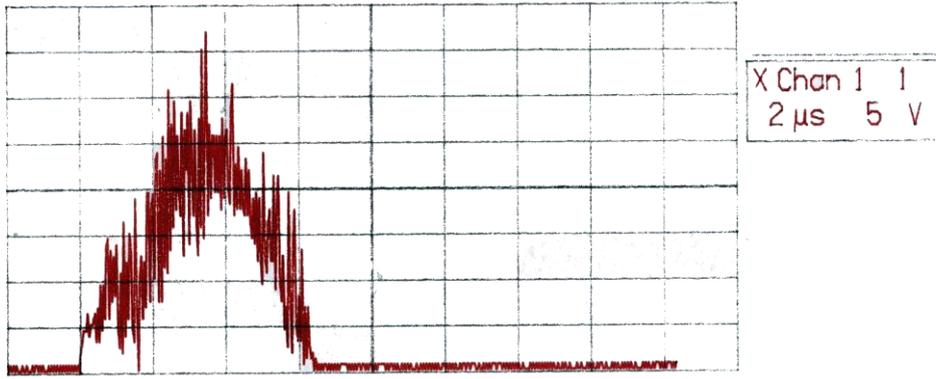


Fig.4.2 : Décharge dans le toluène

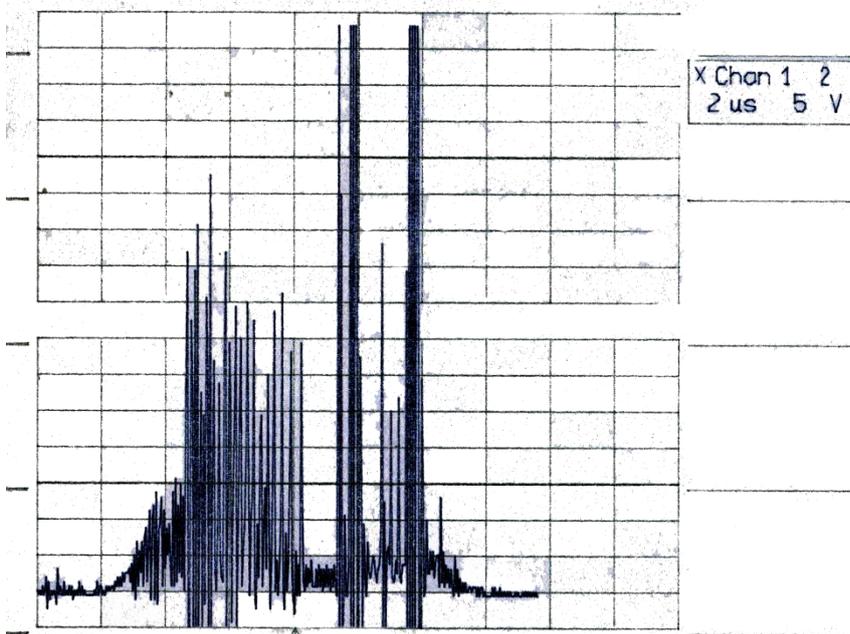


Fig. 4.3 : Décharge dans le toluène. Ce type de décharge présente un risque pour le transformateur.

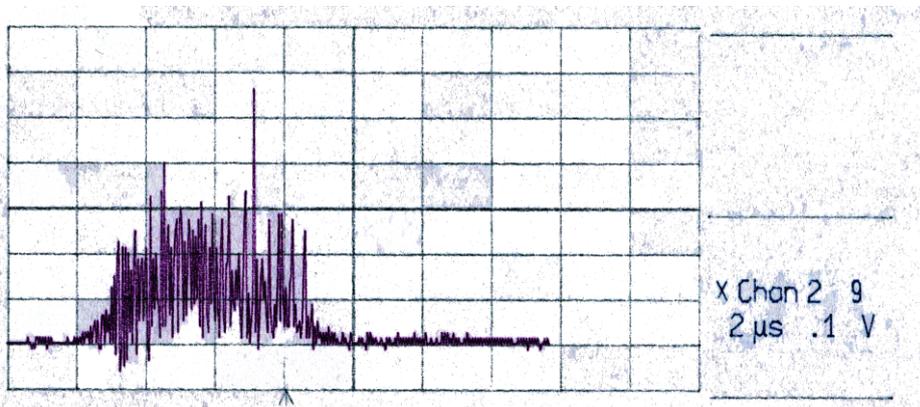


Fig. 4.4 : Décharge dans l'huile minérale. Ce type de décharge ne présente pas aussi de risque potentiel pour le transformateur.

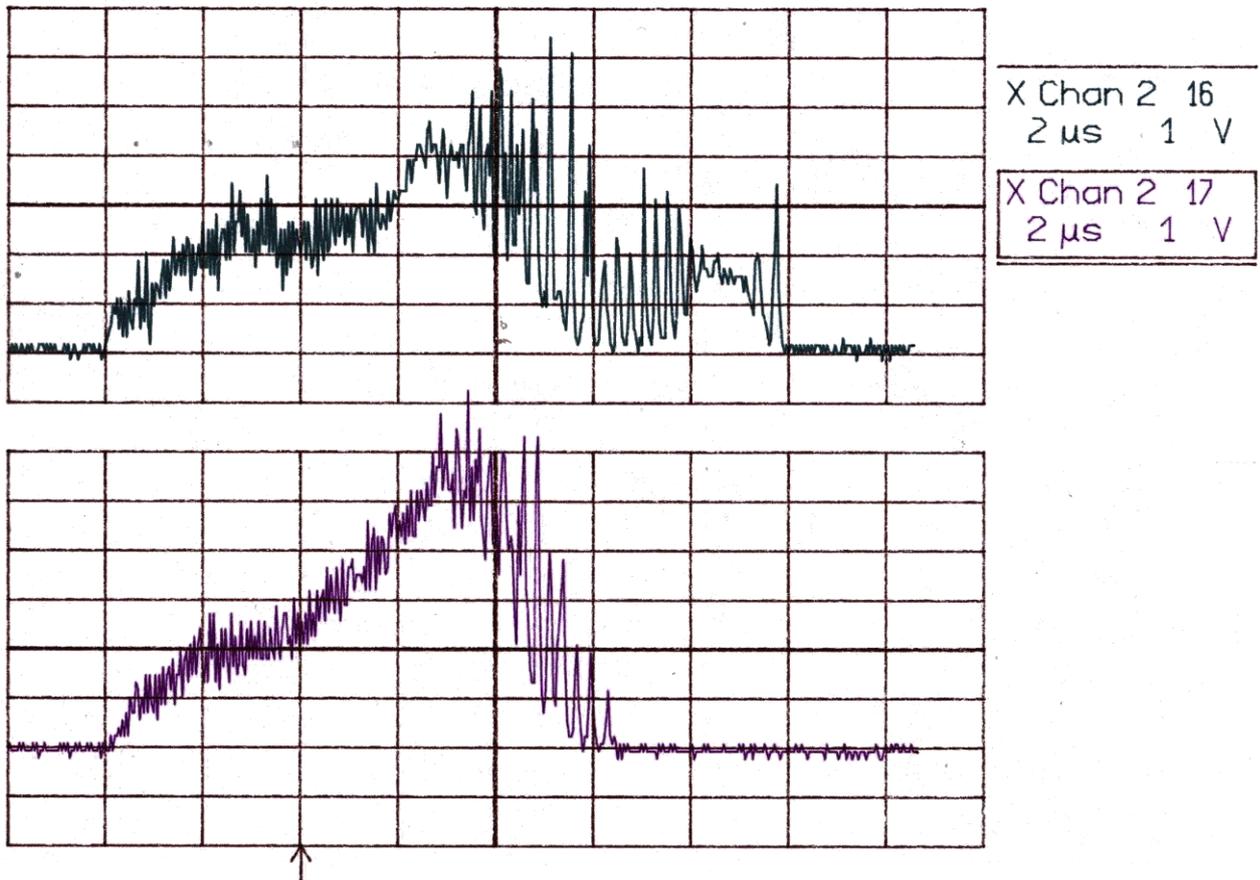


Fig. 4.5 : Décharges dans l'huile minérale

Ce type de signal est plus ou moins de forte énergie et peut représenter un danger lorsque la fréquence d'occurrence devient élevée. De même qu'il peut transiter à tout instant vers un arc de forte énergie.

Ce dernier est caractérisé par un type de courant de forte amplitude qui devrait correspondre à des événements très rapides similaires à ceux observés dans [124, 125] tel que présenté en figure 4.6.

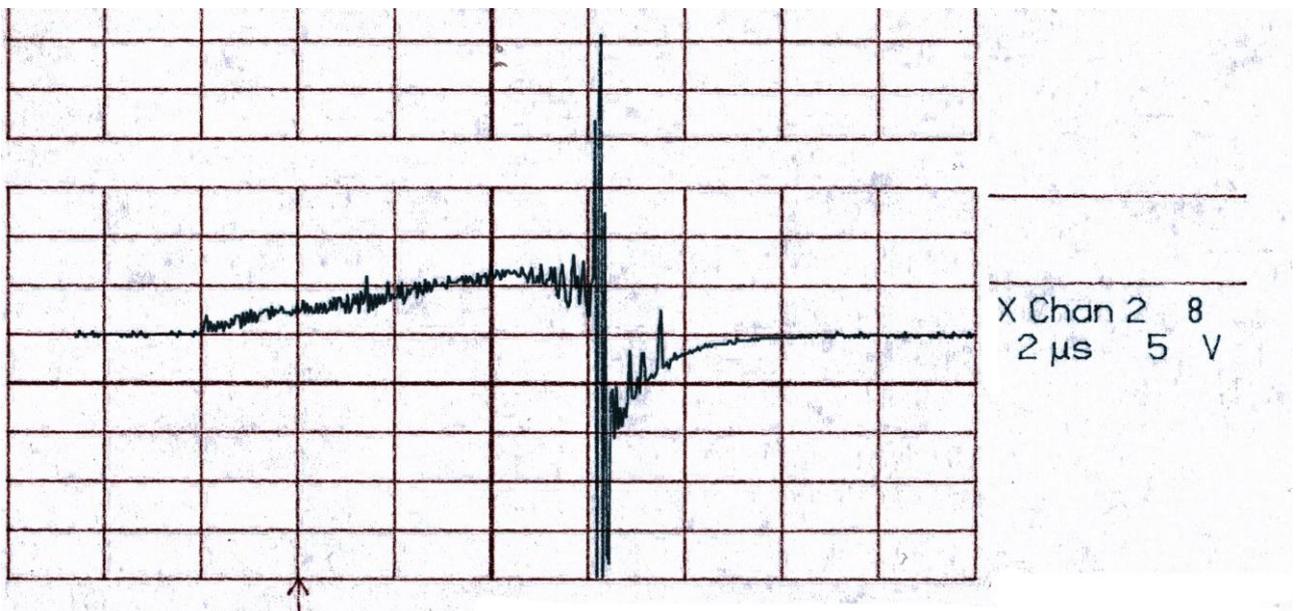
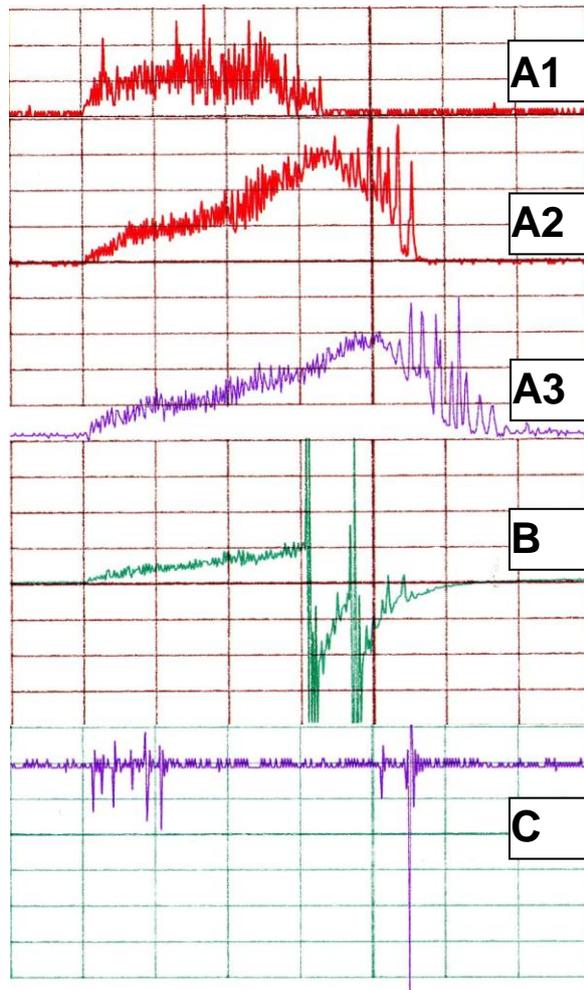


Fig. 4.6 : Transition très rapide d'un courant positif dans l'huile minérale.



**Figure 4.7.** Différents types de courants enregistrés. A1, A2 et A3: Positifs non suivis par un claquage. B: Positif suivi par un claquage. C: Négatif non suivi par un claquage. Tension appliqué:  $U = 27 \text{ kV}$ , distance inter electrodes:  $d = 12.5 \text{ mm}$  – rayon de courbure de la pointe  $rp = 10 \mu\text{m}$ . Temps:  $2 \mu\text{s}/\text{div}$ ; courants :  $5 \text{ mA}/\text{div}$  pour A1, A2 et A3;  $10 \text{ mA}/\text{div}$  pour B et  $1.5 \text{ mA}/\text{div}$  pour C.

#### 4.4. Influence du niveau de tension alternative appliqué :

Lorsque la tension est augmentée, l'amplitude de la composante continue des courants positifs augmente jusqu'à une valeur maximale qui est de l'ordre de  $2 \text{ mA}$  pour la distance  $d=9.5 \text{ mm}$  et un rayon de pointe de  $10 \mu\text{m}$ . Cette valeur maximale est atteinte à une tension appliquée de  $27 \text{ kV}$ . Au delà de ce niveau de tension, la composante continue du courant du streamer reste inchangée, mais ce dernier est souvent suivi par un claquage de type arc du diélectrique, caractérisé par un courant bref et de forte amplitude (fig.4.6,  $U=29 \text{ kV}$ ).

L'amplitude des pics se superposant sur la composante continue du courant, durant sa montée, diminue avec le niveau de tension appliqué. Par contre, l'amplitude et la durée des pics accompagnant sa décroissance, augmentent avec cette dernière. La figure 4.8 montre un type de courant observé dans l'huile minérale lorsque la tension est suffisamment élevée ( $U=28 \text{ kV}$  à  $d=12 \text{ mm}$ ). Après son arrivée sur le plan, le streamer tend à se maintenir en générant un courant sous forme de pics semblables à ceux caractérisant les streamers négatifs lents. A priori, cela semble correspondre à un streamer positif filamentaire relayé par un streamer en buisson. Ce phénomène est d'autant plus observé et plus long que la distance inter-électrodes est faible.

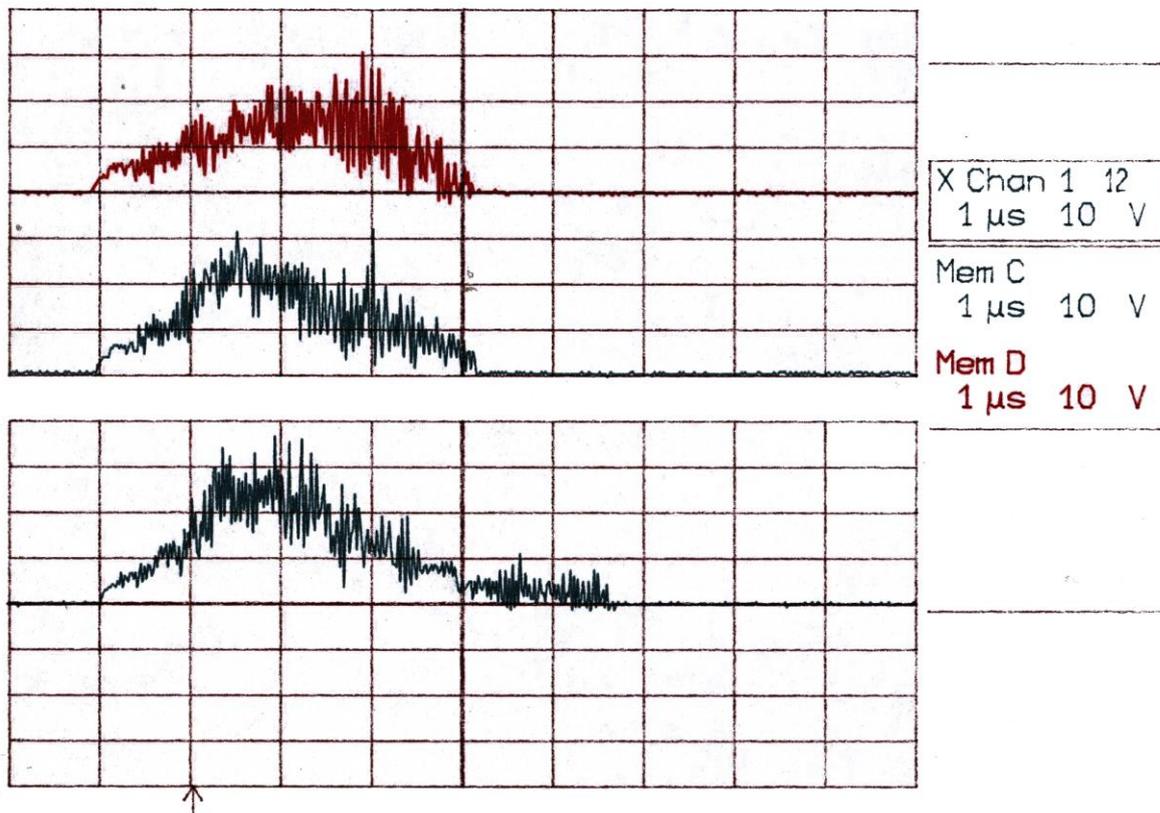


Fig. 4.8. Evolution des courants typiques de streamers positifs en fonction du niveau de tension appliqué dans l'huile minérale.

Il ressort de cela que les courants associés à la propagation des streamers sont différents d'un liquide isolant à l'autre et d'une polarité à l'autre. D'autre part, leur forme diffère selon le niveau d'énergie mis en jeu. Ce niveau d'énergie est très lié au niveau de tension appliqué. Chaque type de courant apparaît de manière statistique dont la proportion par rapport aux autres types est fonction du niveau de tension appliqué.

#### 4.5. Caractérisation des signaux

Le type de signaux étudié est d'origine non stationnaire non reproductible. La caractérisation de ce dernier est complexe et difficilement accessible. Ceci nécessite l'utilisation d'un modèle prédictif basé sur le calcul de probabilités et statistiques. L'utilisation des réseaux de neurones est mieux indiquée pour la résolution de ce type de problème de classification de signaux électriques.

La plupart des signaux du monde réel ne sont pas stationnaires, et c'est justement dans l'évolution de leurs caractéristiques (statistiques, fréquentielles, temporelles, spatiales) que réside l'essentiel de l'information qu'ils contiennent. Les signaux de décharge sont, à ce titre, exemplaires. Or l'analyse de Fourier propose une approche globale du signal ; les intégrations sont faites de moins l'infini à plus l'infini, et toute notion de localisation temporelle disparaît dans l'espace de Fourier. Il faut donc trouver un compromis : une transformation qui renseigne sur le contenu fréquentiel tout en préservant la localisation afin d'obtenir une représentation temps/fréquence ou espace/échelle du signal [126-131].

#### 4.6. Les Ondelettes :

Dans le contexte de description des signaux liés au monde réel, les transformations linéaires ont toujours joué un très grand rôle, et parmi ces dernières, la plus célèbre et la plus anciennement étudiée est la transformation de Fourier (1822). Cette transformation permet d'explorer la composition fréquentielle du signal et, par ses propriétés, de lui appliquer

facilement des opérateurs de filtrage. Lors de cette transformation, le signal est décomposé sur un ensemble de signaux de «base» qui sont les cosinus et sinus ou l'exponentielle imaginaire. Mais, très tôt dans l'histoire du traitement du signal, il est apparu que la décomposition obtenue n'était pas toujours la plus satisfaisante et la première transformation en ondelettes (le nom n'est pas encore utilisé) est proposée par Haar en 1910; il serait plus judicieux de parler alors de «paléo-ondelette». La transformée en ondelettes est un outil qui découpe les données, les fonctions ou les opérateurs en composantes fréquentielles suivant une résolution adaptée à l'échelle.

Le problème traité par Morlet était celui de l'analyse de données issues de sondages sismiques effectués pour des recherches géologiques ; ces données faites de nombreux transitoires sont particulièrement adaptées à une technique d'analyse conservant la notion de localisation de l'événement tout en fournissant une information sur son contenu fréquentiel ce qui est tout l'intérêt de ce type de transformation.

Les applications les plus prometteuses qui semblent se dégager se retrouvent dans les domaines de l'analyse vocale, de l'analyse des signaux radar et dans le domaine de la compression des images. Les thématiques de recherche s'orientent vers les transformées de signaux périodiques ou à support compact, les transformées multidimensionnelles, les transformées adaptées au problème, les analyses multi-ondelettes, la déconvolution des signaux bruités, les approches multi échelles dans les algorithmes stochastiques et bien entendu la mise en œuvre des algorithmes de transformée en ondelettes discrètes.

#### ***4.6.1. Transformée en ondelettes***

La transformée en ondelette est une méthode de traitement du signal adaptée aux signaux non périodiques. Elle permet une analyse temps-fréquence que ne permet pas une analyse par Fourier.

Les algorithmes d'ondelettes ont deux composantes, une fonction d'ondelette et une fonction d'échelle (dénommé parfois filtre passe haut et filtre passe bas).

La fonction d'ondelette utilise deux (ou plus) mesures pour déterminer un coefficient d'ondelette. La fonction d'échelle utilise ces mêmes mesures pour créer une version comprimée du signal.

Dans la pratique, la première moitié des données est remplacée par les valeurs déterminées par la fonction d'échelle, la seconde moitié des données est remplacée par les valeurs déterminées par la fonction d'ondelette.

On peut donc dire que le signal traité est remplacé dans la première moitié par un signal équivalent "en moyenne" mais à fréquence d'échantillonnage 2 fois plus faible et que la seconde partie du signal par les coefficients (les détails) qui, ajoutés à la première partie du signal, permettent de le recomposer identiquement.

On obtient un traitement en multi-résolution en reproduisant ce processus à chaque fois sur la première moitié du signal (le séparant à nouveau en valeurs d'échelles et en valeur d'ondelette). Un traitement en multi-résolution doit donc se réaliser sur  $2^m$  mesures.

#### ***4.6.2. Autre type d'ondelettes***

La transformée en ondelettes consiste donc à décomposer un signal en une famille de fonctions localisées en temps et en fréquence, appelées ondelettes. Une famille d'ondelettes est construite en dilatant (ou contractant) et en translatant une ondelette de base, appelée ondelette-mère.

Il existe de nombreuses formes d'ondelettes, le choix de l'ondelette optimale dépend de l'application envisagée.

### **4.7. Droite de régression**

Etablie dans le cadre d'une analyse de régression, la droite du même nom est simplement la représentation graphique de l'équation de régression. Elle est définie par les paramètres a et b

que l'on détermine en appliquant la méthode dite des moindres carrés. Il s'agit en effet de trouver les valeurs de ces deux paramètres qui minimisent la somme des écarts au carré entre les différents points du nuage et la droite elle-même.

La droite de régression (figure 4.9) fournit une idée schématique, mais souvent très utile, de la relation entre les deux variables. En particulier, elle permet facilement d'apprécier comment évolue l'une des variables en fonction de l'autre.

### II.2.2 Formules de calcul:

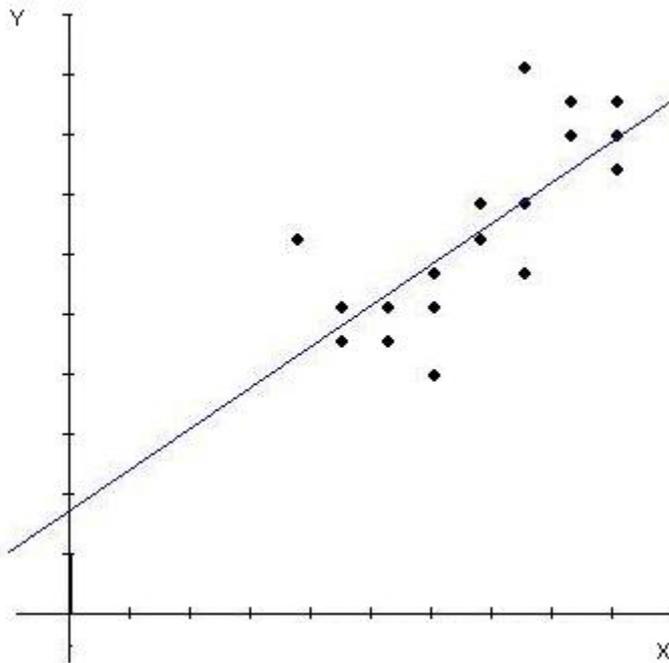


Fig. 4.9. Droite de régression

La droite de régression est représentée par l'équation  $y = Ax + B$  qui va tenter de décrire la manière dont  $y$  évolue en fonction de  $x$ .

$$A = Cov(x, y) / V(x) \quad (1)$$

$$A = \left( \frac{\sum x \cdot y}{n} - \bar{x} \cdot \bar{y} \right) / \left( \frac{\sum x^2}{n} - \bar{x}^2 \right) \quad (2)$$

$$B = \bar{y} - A \cdot \bar{x} \quad (3)$$

Où  $n$  est le nombre d'observations

Le calcul sera effectué par l'outil informatique (Matlab)

### 4.8. Réseaux de neurones

Les réseaux de neurones artificiels sont des réseaux fortement connectés de processeurs élémentaires fonctionnant en parallèle. Chaque processeur élémentaire calcule une sortie unique sur la base des informations qu'il reçoit.

Les réseaux de neurones sont à l'origine une tentative de modélisation mathématique du cerveau humain.

Les premiers travaux datent de 1943 et sont l'œuvre de deux neurobiologistes américains Warren McCulloch et Walter Pitts. Ils présentent un modèle assez simple pour les neurones et explorent les possibilités de ce modèle [132].

Aujourd'hui, de nombreux termes sont utilisés dans la littérature pour désigner le domaine des réseaux de neurones comme connexionisme ou neuromimétique.

En 1890, W. James célèbre psychologue américain introduit le concept de mémoire associative, et propose ce qui deviendra une loi de fonctionnement pour l'apprentissage sur les réseaux de neurones connue plus tard sous le nom de Loi de Hebb [133-135]. Mais le vrai début,

c'est en 1943 lorsque Mc Culloch et Pitts laissent leurs noms à une modélisation du neurone biologique. Un peu plus tard, en 1949, un physiologiste américain, D. Hebb explique le conditionnement chez l'animal par les propriétés des neurones eux-mêmes.

Les premiers succès datent de 1957. En effet, F. Rosenblatt développe le modèle du perceptron ; il construit le premier neuro-ordinateur basé sur ce modèle et l'applique au domaine de la reconnaissance des formes qui ne fonctionnait pas plus que quelques minutes.

En 1960, B. Widrow, un automaticien développe le modèle de l'Adaline (Adaptive Linear Element). Dans ce cas, le modèle ressemble au perceptron, cependant la loi d'apprentissage est différente.

C'est en 1969 que M. Minsky et S. Papert publient un ouvrage qui met en exergue les limitations du perceptron, limitations alors connues, notamment concernant l'impossibilité de traiter par ce modèle des problèmes non linéaires.

La levée des limitations commence en 1983 avec la machine de Boltzman qui est le premier modèle connu apte à traiter de manière satisfaisante les limitations recensées dans le cas du perceptron, mais l'utilisation pratique s'avère difficile, la convergence de l'algorithme étant extrêmement longue (les temps de calcul sont considérables).

En 1985 la retro propagation du gradient apparaît, c'est un algorithme d'apprentissage adapté aux réseaux de neurones multicouches (MLP).

L'idée principale des réseaux de neurones modernes est la suivante :

On se donne une unité simple, un neurone qui est capable de réaliser quelques calculs élémentaires. On relie ensuite entre elles un nombre important de ces unités et on essaye de déterminer la puissance de calcul du réseau ainsi obtenu. Il est important de noter que ces neurones manipulent des données numériques et non symboliques.

#### ***4.8.1. Les réseaux de neurones artificiels***

Les réseaux de neurones artificiels (RNA) s'inscrivent dans cette nouvelle vague de recherche où l'effort de conception est mis sur le développement d'algorithmes d'apprentissage afin de doter un système d'autonomie et de capacités d'adaptation. Parfois, ces systèmes intelligents arrivent même à « découvrir » de nouvelles solutions à des problèmes fort complexes et difficilement accessibles pour un cerveau humain.

Les RNA répondent à plusieurs critères de l'entreprise moderne, dont le fait de trouver des solutions rapidement à des problèmes de plus en plus complexes. De plus, les RNA sont robustes, versatiles et peuvent s'adapter.

#### ***4.8.2. Le neurone biologique:***

##### ***4.8.1.2.1. Structure:***

Le modèle du neurone formel présenté (Fig. II.17), dû à Mc.culloch et Pitts est un modèle mathématique assez simple dérivé d'une analyse de la réalité biologique.

On constate que le modèle biologique fait intervenir la notion temporelle qui est difficile à intégrer dans un modèle simple. On oublie donc cette notion et de ce fait on remplace l'intégration temporelle par une simple sommation des signaux arrivant au neurone.

#### ***4.8.3. Topologie des réseaux :***

##### ***4.8.3.1 Propagation avant :***

Il existe une panoplie impressionnante d'architectures de réseaux possibles. En fait, lorsque les neurones sont branchés entre eux d'une façon peu commune, la difficulté principale devient alors de trouver un algorithme efficace pour l'apprentissage de ce réseau. L'architecture multicouche à propagation avant est sans aucun doute la plus utilisée.

#### 4.8.3.2 Propagation récursive :

Dans le cas précédent, seuls des liens à propagation avant ont été utilisés. Parfois des liens récurrents sont aussi présents et cela pour ajouter plus de flexibilité au réseau. Par ailleurs, le cerveau humain compte plusieurs neurones avec des liens récurrents. Plusieurs chercheurs affirment que la récursivité des réseaux neuronaux du cerveau sont à la base de notre capacité de mémorisation.

Il est à noter que les sorties du réseau de neurones récurrent peuvent être calculées de la même façon que pour la topologie à propagation avant pour seule différence que les liens récurrents doivent aussi être considérés dans la somme des entrées pondérées par le poids des liens entre les neurones [136].

### 4.9. Choix de l'architecture du RNA

Le choix d'une architecture adéquate de RNA est primordial pour obtenir un système performant ou tout au moins fonctionnel. Or plusieurs aspects sont à considérer lors de la conception dont les plus importants sont :

- Le nombre d'entrées et de sorties
- Le nombre de couches de neurones
- Le nombre de neurones sur chaque couche
- Les interconnexions entre les couches
- La fonction d'activation

Habituellement une seule couche cachée suffit pour résoudre la plupart des problèmes. En règle générale, plus un RNA a d'entrées et plus la résolution du problème est complexe, plus il faudra de neurones en couche cachée (Lin et Lee, 1995). Une technique souvent utilisée consiste à effectuer l'apprentissage d'une première topologie de réseau avec beaucoup de neurones en couche cachée et de diminuer ce nombre jusqu'à ce que les performances commencent à se dégrader. Il est aussi possible de commencer avec une structure simple, pour ensuite la complexifier jusqu'à l'atteinte des performances souhaitées [137].

Par ailleurs, pour ce qui est du choix d'une topologie à propagation avant ou récurrente et des interconnexions entre les neurones, il faut d'abord bien connaître le problème à résoudre. Ainsi, une structure récurrente est souvent mieux adaptée à la reconnaissance et à la classification de signaux ou d'images. La reconnaissance de caractères manuscrits en est un bon exemple. Une topologie récurrente est également très performante lorsque l'aspect temporel des signaux appliqués en entrée est important.

Toutefois, la topologie de réseaux à propagation avant n'en demeure pas moins la plus utilisée de par la simplicité des algorithmes d'apprentissages utilisés pour cette topologie et de par sa « réputation méritée » de produire des solutions performantes à plusieurs problèmes concrets de l'industrie. Sous cette configuration, tous les neurones d'une couche sont habituellement reliés à tous les neurones de la couche suivante, bien qu'il y ait une liberté totale quant au choix des interconnexions [137].

Lorsque le RNA doit fournir une réponse en temps réel, ou plus encore, lorsque le RNA doit s'adapter aux changements de son environnement en poursuivant son apprentissage en temps réel, la structure du réseau doit alors être simplifiée au maximum afin de diminuer le nombre d'opérations mathématiques requises et de limiter les ressources matérielles nécessaires à l'implémentation du RNA.

### 4.10. Algorithmes d'apprentissage

Comme le cerveau humain, les réseaux de neurones artificiels (RNA) peuvent apprendre par expérience. Ainsi, suite à l'application séquentielle de plusieurs entrées à apprendre, les algorithmes d'apprentissage modifient la valeur des poids entre les neurones ainsi que la valeur

des biais de façon à améliorer la performance du RNA. En fait, l'ajustement des poids est plus ou moins efficace tout dépendamment de la connaissance que nous avons du système à modéliser ou du problème à résoudre. Ainsi trois grandes classes d'apprentissage existent :

#### **4.10.1 Apprentissage non-supervisé :**

Ce type d'apprentissage est choisi lorsqu'il n'y a pas de connaissances à priori des sorties désirées pour des entrées données. En fait, c'est de l'apprentissage par exploration où l'algorithme d'apprentissage ajuste les poids des liens entre neurones de façon à maximiser la qualité de classification des entrées.

#### **4.10.2 Apprentissage par renforcement :**

Dans ce cas, bien que les sorties idéales ne soient pas connues directement, il y a un moyen quelconque de connaître si les sorties du RNA s'approchent ou s'éloignent du but visé. Ainsi, les poids sont ajustés de façons plus ou moins aléatoire et la modification est conservée si l'impact est positif ou rejetée dans le cas contraire.

#### **4.10.3 Apprentissage supervisé (back propagation) :**

Cet algorithme d'apprentissage ne peut être utilisé que lorsque les combinaisons d'entrées-sorties désirées sont connues. L'apprentissage est alors facilité et par là, beaucoup plus rapide que pour les deux autres algorithmes puisque l'ajustement des poids est fait directement à partir de l'erreur, soit la différence entre la sortie obtenue par le RNA et la sortie désirée.

L'ajustement du poids des liens entre les neurones peut s'effectuer selon diverses équations mathématiques, dont la plus populaire est sans aucun doute la loi de Hebb. Les autres équations sont souvent des dérivées de cette dernière. Par ailleurs, le choix de l'équation d'adaptation des poids dépend en grande partie de la topologie du réseau de neurones utilisé. Notons qu'il est aussi possible de faire évoluer l'architecture du réseau, soit le nombre de neurones et les interconnexions, mais avec d'autres types d'algorithmes d'apprentissage.

#### **4.10.4 Loi de Hebb :**

Quand un axone d'une cellule A est assez proche pour exciter une cellule B de manière répétée et persistante, une croissance ou des changements métaboliques prennent place dans l'une ou les deux cellules ce qui entraîne une augmentation de l'efficacité de A comme cellule stimulant B.<sup>2</sup>Cette règle suggère que lorsque deux neurones sont excités conjointement, il se crée ou renforce un lien les unissant.

### **4.11. Applications des réseaux de neurones :**

Il existe une grande variété de projets dans lesquels les réseaux de neurones artificiels ont eu du succès. Les RNA se démarquent de techniques plus conventionnelles notamment grâce à leur capacité d'apprendre et de généraliser, à leur immunité au bruit ainsi que par leur architecture hautement parallèle, fortement appréciée pour le traitement de l'information en temps réel [135]. Les applications possibles sont regroupées sous forme de grandes classes fonctionnelles.

#### **4.11.1 Prédiction :**

Les réseaux de neurones artificiels peuvent apprendre à prédire certaines sorties qui tendent à apparaître lorsqu'une certaine combinaison d'entrées lui est présentée. Les RNA peuvent parfois même déduire certaines sorties pour des vecteurs d'entrées qui ne leur ont pas été présentés lors de leur phase d'apprentissage. Les RNA sont donc capables de généraliser. La prédiction avec des RNA est notamment utilisée en finance pour prédire les fluctuations du prix sur le marché de divers produits en fonction des facteurs économiques ou autres influences fournis en entrée au réseau.

#### **4.11.2 Classification :**

La reconnaissance de caractères est probablement l'une des applications qui a fait le plus connaître la capacité de classification des réseaux de neurones artificiels. Ainsi, chaque lettre manuscrite peut être classifiée par le réseau de façon à regrouper et différencier efficacement le plus de caractères possibles. Une autre application de classification est NETtalk, soit un réseau de neurones qui a appris à prononcer un texte écrit (Sejnowski et Rosenberg, 1987).

#### **4.11.3 Contrôle :**

Les systèmes devenant de plus en plus complexes et dont plusieurs doivent opérer en temps réel, les RNA, dotés d'une structure de calcul hautement parallèle, capable d'apprendre et de s'adapter, sont souvent très efficaces pour ce genre de tâche. Les sorties du système sont alors contrôlées en fonction des entrées (ex: sorties de senseurs, commandes d'entrées, boucles de rétroaction, etc...) suite à un préapprentissage ou un apprentissage continu adéquat. Le projet ALVIN (Autonomous Land Vehicle In a Neural Network) (Pomerleau, 1995) est un exemple de RNA qui a appris à conduire une automobile à partir d'images vidéo de la route enregistrées lors de la conduite du véhicule par un utilisateur. Après la phase d'apprentissage, le RNA a pu conduire l'automobile sur plusieurs kilomètres sans quitter la route.

#### **4.11.4 Filtrage :**

Un filtrage avec un RNA est souvent très efficace pour réduire des types de bruits non-linéaires qui sont difficiles à synthétiser autrement. La réduction de bruit avec des RNA est entre autres utilisée en télécommunication.

Les techniques de traitement de signal modernes gagnent en popularité, c'est qu'ils ont eu et continuent d'avoir du succès dans des situations où d'autres techniques, plus traditionnelles, s'avèrent peu efficaces ou à la limite ont échoué.

Les diverses techniques ainsi présentées constitueront la base de création de notre système de détection et de reconnaissance de forme.

### **4.12. Programme et résultats**

Pour une meilleure approche du problème, on utilise un réseau de neurones. Celui-ci commence par adapter ses divers paramètres au problème grâce à des données entrées-sorties choisies. Quand les paramètres du réseau sont stables, on l'utilise alors pour la reconnaissance automatique des signaux.

Les performances du système seront données en termes de probabilité de détection et fausse détection.

#### **4.12.1. Entrées du réseau de neurones**

Les entrées du modèle neuronal seront déterminées à partir des résultats obtenus de :

- L'application de la transformée en ondelette.
- La droite de régression.

Pour de meilleurs résultats, les paramètres d'entrée doivent être les plus représentatifs des signaux à identifier.

#### **4.12.2. Création du vecteur d'entrées :**

La figure 4.10 représente les différentes étapes de création du vecteur d'entrée.

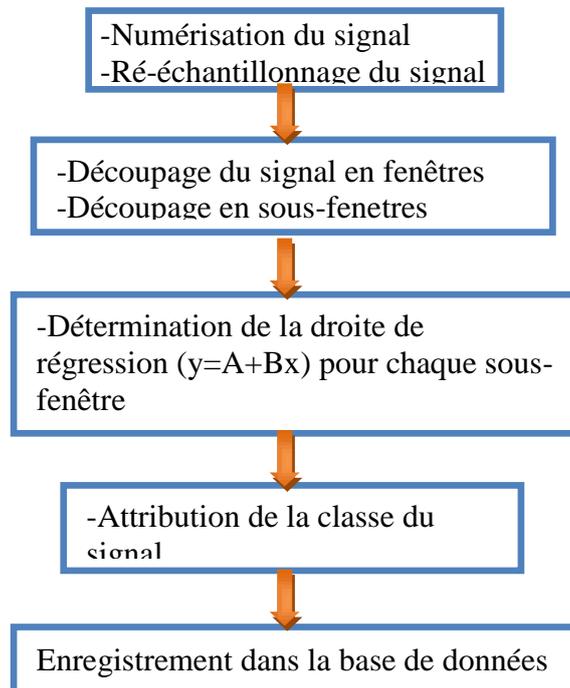


Fig. 4.10. Etapes de création du vecteur d'entrées

Le signal numérisé (signal bien échantillonné) passe par les unités de traitements suivants :

#### 4.12.3. Découpage du signal :

Cette unité permet de diviser le signal de longueur X en fenêtres (segments) de données. On utilise cette technique pour pouvoir introduire les segments du signal l'un après l'autre en suivant l'ordre chronologique (simulation en temps réel)

La commande de Matlab utilisée dans cette unité est `buffer` (signal de longueur X, taille d'une fenêtre).

Afin d'éviter un découpage du signal excessif ou lent, nous avons considéré la zone critique au signal le plus rapide correspondant à la partie située entre le point d'inflexion de la composante continue du signal et la valeur max du courant [138, 139].

Une fenêtre égale à 40% de cette zone critique a été choisie (figure 4.11) comme élément de base fixant la taille de toutes les fenêtres des signaux constituant notre base de données.

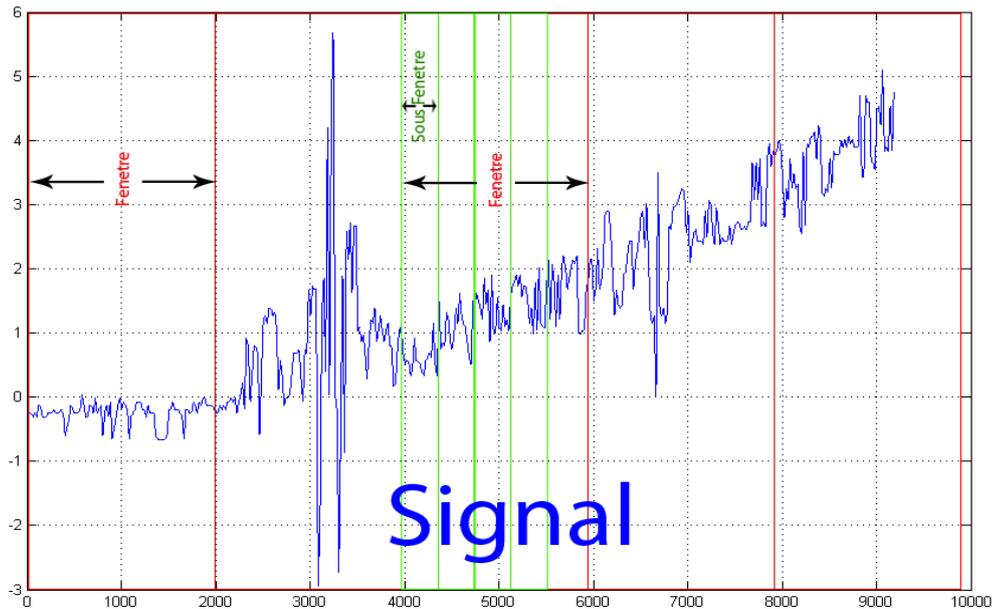


Fig. 4.11. Type de signal et choix des fenêtres

#### 4.12.4. Découpage des fenêtres en sous fenêtre :

Cette unité divise une fenêtre en plusieurs sous fenêtres identiques, ces dernières passeront par la transformée en ondelette.

La commande de Matlab utilisée dans cette unité est `buffer` (fenêtre, taille fenêtre/5)

#### 4.12.5. Transformée en ondelette :

La décomposition en ondelette des sous fenêtres obtenues par l'unité de découpage des fenêtres avant claquage donne :

- signal moyen (Approximation A8)
- les détails (D1 D2...D8)

De ces résultats, on soustrait le maximum de l'Approximation A8 et le détail D1. Ces données représentent l'autre partie de l'entrée du réseau neural.

La commande de Matlab utilisée dans cette unité est `wavedec`

#### 4.12.6. Sortie du réseau de neurone :

La sortie sera sous forme binaire (1 ou 0) pour chaque fenêtre, tel que :

signal dangereux	signal non dangereux
<b>1</b>	<b>0</b>

#### 4.12.7. Le nombre de couches

Dans les réseaux multicouches, le grand problème est de déterminer le nombre de couches cachées et le nombre de neurones pour chacune de ces couches, afin d'obtenir le meilleur rapport précision/rapidité.

En effet, un grand nombre de neurones augmente exagérément le temps de calcul, mais donne généralement de meilleurs résultats. Il n'existe actuellement pas de méthodes pour trouver la configuration optimale. Nous avons donc essayé plusieurs réseaux et gardé le meilleur.

La configuration retenue est un réseau multicouche avec cinq couches cachées.

#### 4.12.8. Le nombre de neurones sur chaque couche

Plus un RNA a d'entrées, plus la résolution du problème est complexe, plus il faudra de neurones en couche cachée. La technique utilisée consiste à effectuer l'apprentissage d'une première topologie de réseau avec beaucoup de neurones en couche cachée et de diminuer ce nombre jusqu'à ce que les performances commencent à se dégrader. La fonction d'activation utilisée pour chaque neurone est la sigmoïde.

Le programme a été déroulé avec des couches de 2 à 10, et l'erreur minimale  $e=0,0573$  a été obtenue avec 5 couches cachées.

Le nombre de neurones par couche a été aussi testé jusqu'à 20. Et l'erreur minimale pour chaque couche obtenue correspond à :

Couche 1 : 12 neurones ( $e=0,0523$ )

Couche 2 : 20 neurones ( $e= 3,21E-06$ )

Couche 3 : 14 neurones ( $e= 2,68E-11$ )

Couche 4 : 15 neurones ( $e= 1,20E-70$ )

Couche 5 : 13 neurones ( $e= 3 ,56E-3$ )

La figure 4.12 montre l'architecture générale du RNA utilisé.

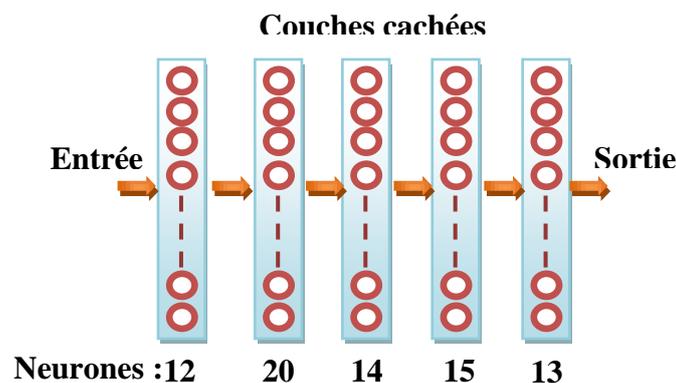


Fig. 4.12. Architecture générale du RNA utilisé

#### 4.12.9. Interconnexions entre les couches

Pour une meilleure configuration du réseau, nous avons utilisé deux types d'interconnexions (voir Annexe).

#### 4.13.6. Fonction d'activation

La fonction d'activation utilisée pour chaque neurone est la sigmoïde donnée par la formule :

$$f(x) = \frac{1}{1 + e^{-ax}}$$

#### 4.13. Déroulement des Essais

Au début de l'essai nous construisons une base de données qui contiendra les données caractérisant les signaux de différentes catégories (obtenus ultérieurement).

Un premier classement sera effectué au niveau de la création de cette base de données. Chaque portion de signal sera classée selon son type (dangereux ou pas dangereux).

La base de données ainsi construite servira à la phase d'apprentissage du réseau de neurones.

La bonne configuration du réseau de neurone est choisie en fonction de ses performances, à partir du tableau issu de la phase d'apprentissage.

Plusieurs types d'entrées et structures du réseau de neurone seront utilisées pour l'apprentissage, et qui dépendront du :

- Nombre de sous couches
- Nombre de neurones dans chaque sous couche
- Type de connexion (on utilise deux types de connexion) :  
Les plus utilisés sont présentés dans les figures 4.13 et 4.14 suivantes.

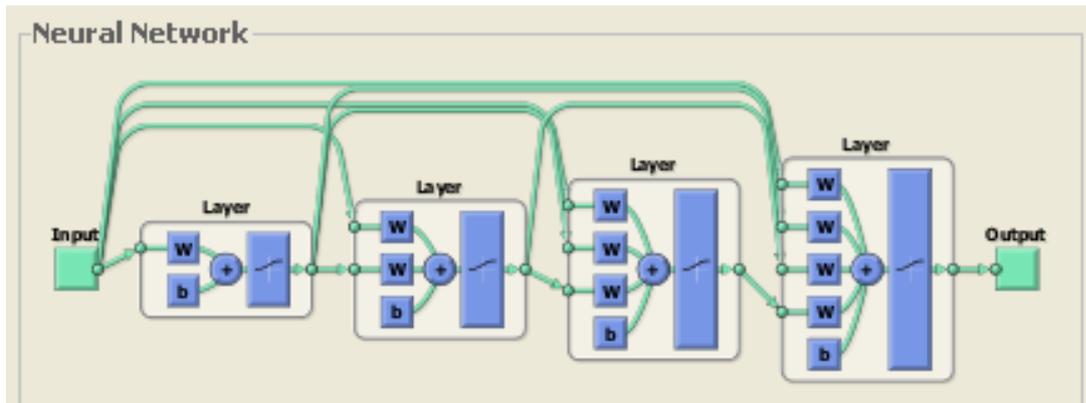


Figure 4.13. Utilisation et réutilisation des entrées au niveau de chaque sous couche.

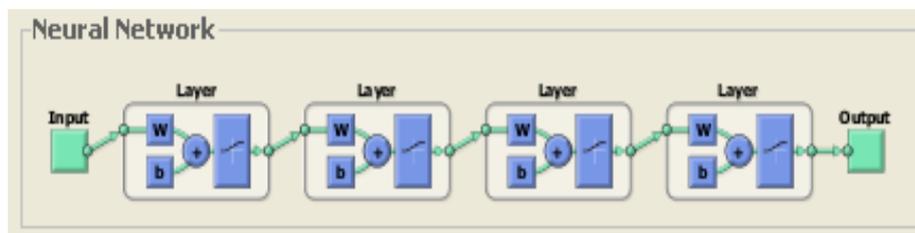


Figure 4.14. Utilisation unique des entrées

**Remarque :** les résultats obtenus de la phase d'apprentissage seront donnés sous forme de tableau.

Différents types d'apprentissages seront utilisés. L'apprentissage retenu sera le :

**Trainlm.**

La bonne configuration du réseau de neurone sera choisie en fonction de ses performances, à partir du tableau issu de la phase d'apprentissage.

La phase suivante consiste à envoyer un signal de décharge et voir le comportement du réseau de neurone.

**4.14. Résultats des tests**

La figure IV.15 suivante est issue du test du réseau de neurone. La couleur bleue représente le signal original et le rouge le résultat du test. Ce dernier évolue avec le signal original jusqu'à ce que le réseau de neurone le détecte comme étant un signal dangereux. Alors la coupure se produit, sinon il continue son évolution jusqu'à la fin.

Lorsqu'il s'agit d'un signal d'entrée dangereux, on observe que les deux signaux (signal de test injecté et le signal généré par le réseau de neurones) se superposent jusqu'à ce que le signal de couleur rouge s'annule, cela signifie qu'il y a instruction de coupure, donc détection d'une fenêtre dangereuse pour notre transformateur. Le plus intéressant dans ce nouvel algorithme de calcul est qu'il détecte les fenêtres dangereuses avant même que le claquage n'arrive. Ce résultat est concluant puisque la coupure se produit à l'instant voulu, c'est-à-dire dans la zone de pré-claquage, ceci va nous permettre de prévenir la détérioration du transformateur bien avant par rapport aux techniques de diagnostic classiques. Sur dix signaux de claquage différents, tous ont été identifiés comme étant dangereux, et ce, avant même que la phase de claquage ne soit atteinte. Ceci signifie que le réseau de neurones réalisé considère la pente du courant comme étant un paramètre dominant.

Le signal de couleur rouge (Figure 4.16) se superpose parfaitement avec le signal d'origine, ce qui signifie qu'il n'y a pas eu coupure. Ce type de signal ne présente pas de risque potentiel d'être suivi d'un arc.

Les figures 4.17 à 4.20 illustrent de tels résultats. Aucun échec de diagnostic n'a été obtenu. Cette approche est meilleure que celles proposées auparavant, car ces dernières manquent de robustesse pour pouvoir identifier les courants dangereux avant l'arrivée de l'arc caractérisé par de très forts pics et une forte inversion du sens de courant. Elle est également utilisée avec succès dans la classification et le diagnostic des courants de streamers continus [140, 141].

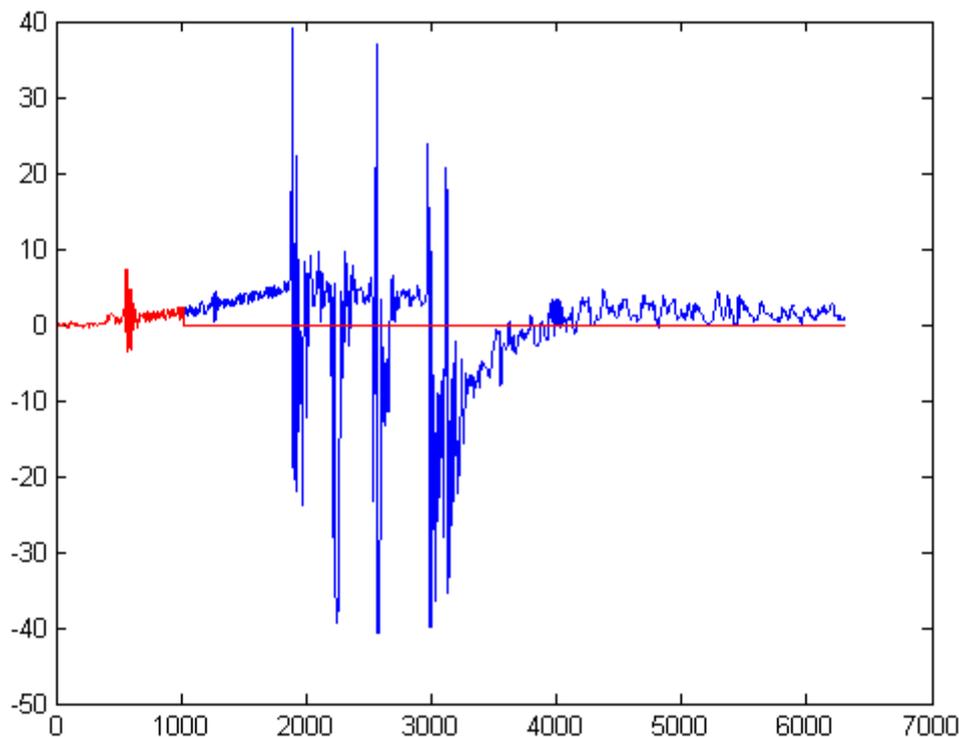


Fig. 4.15 Résultats du test : Signal identifié comme menant au claquage et instruction de coupure avant arrivée de la phase de claquage.

Les deux signaux se superposent jusqu'à ce que le signal de couleur rouge s'annule, cela signifie qu'il y a eu coupure, donc détection d'une fenêtre dangereuse pour notre transformateur. Ce résultat est concluant puisque la coupure se produit à l'instant voulu, c'est-à-dire dans la zone de pré-claquage, ceci va nous permettre de prévenir la détérioration du transformateur.

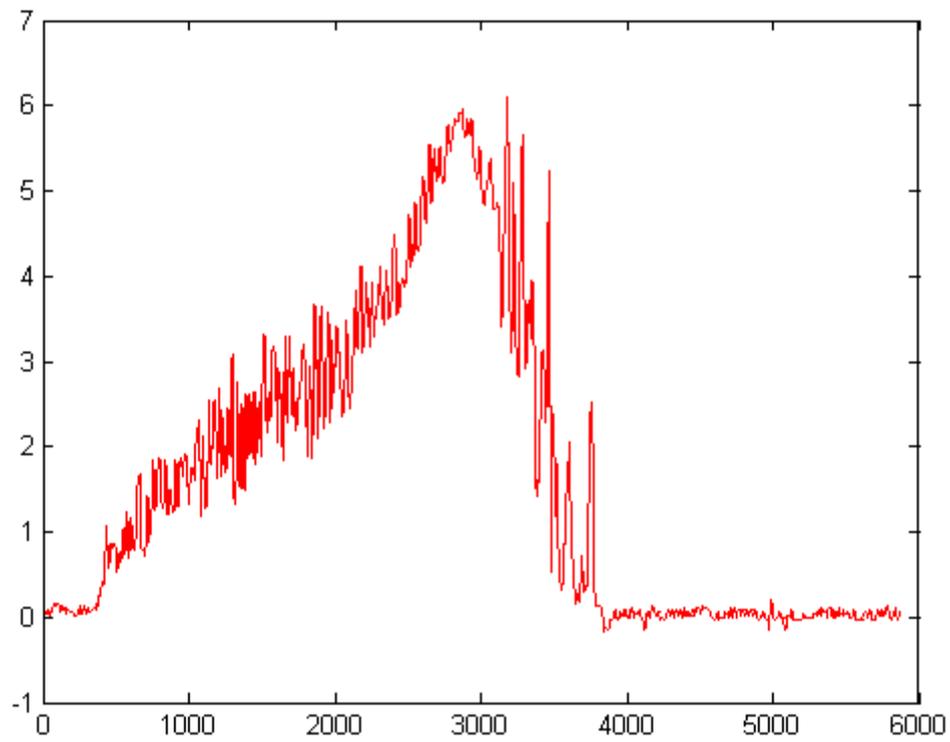


Fig. 4. 16. Résultats du test: Signal enregistré et comptabilisé sans donner d'instruction de coupure.

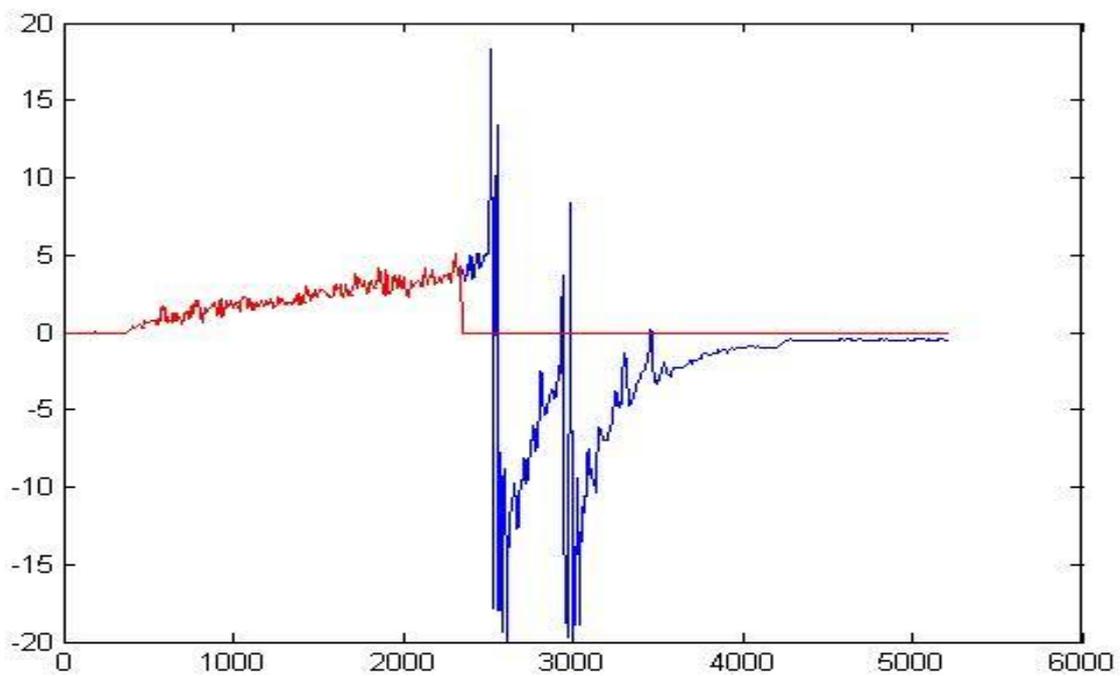


Fig. 4.17 : Autre type de signal dangereux coupé avec succès

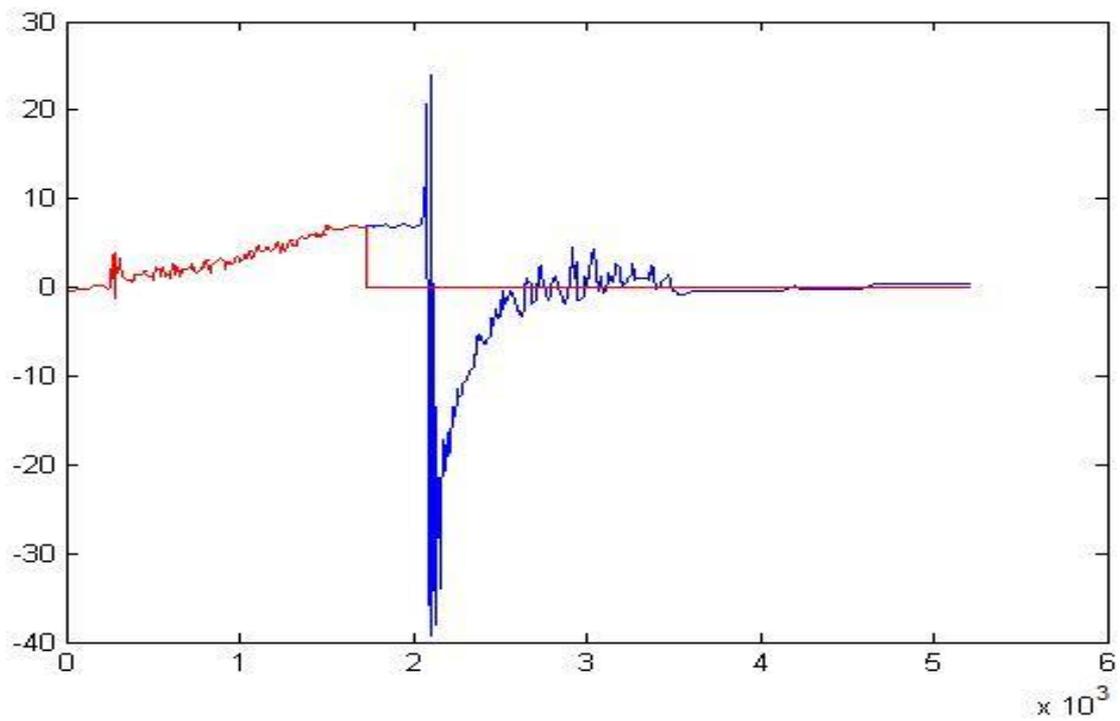


Fig. 4.18 : Autre type de signal dangereux coupé avec succès

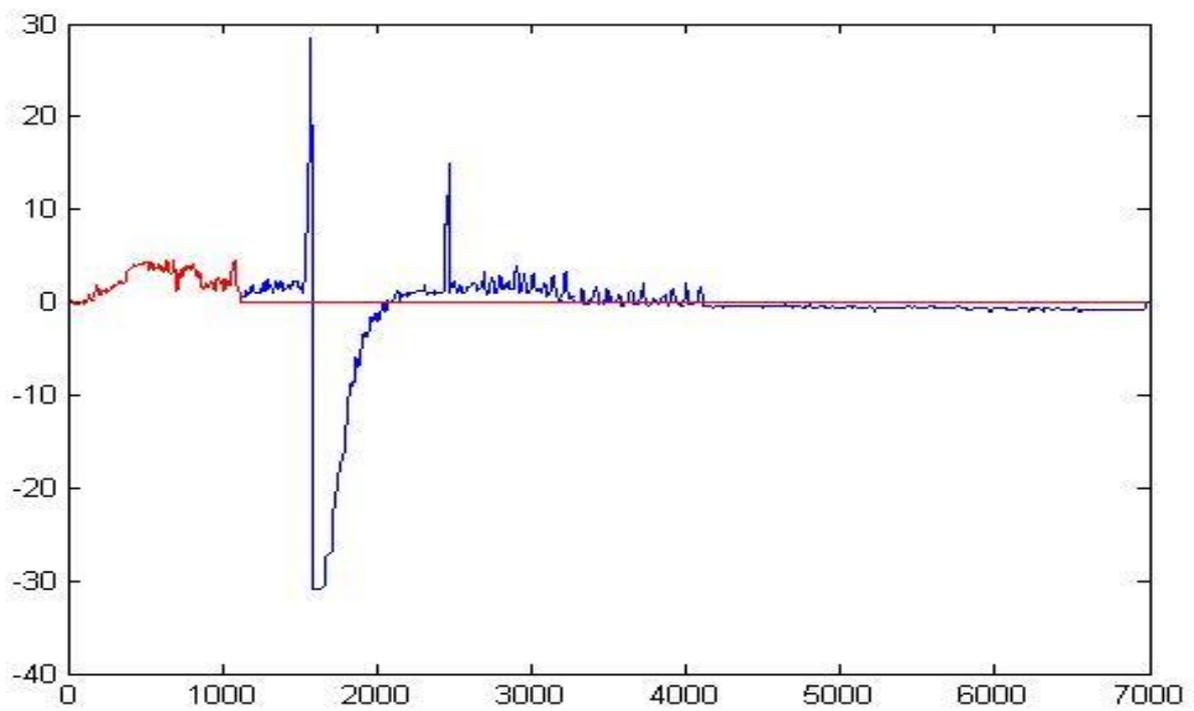


Fig. 4.19 : Autre type de signal dangereux coupé avec succès

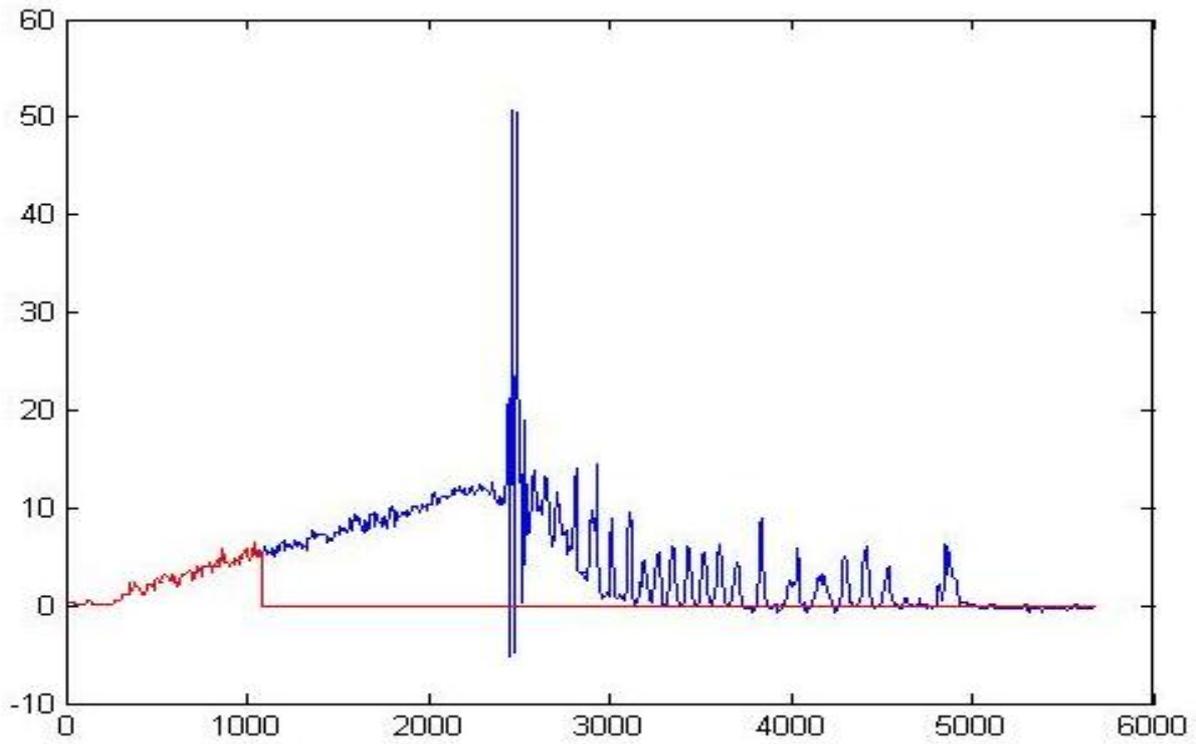


Fig. 4.20 : Autre type de signal dangereux coupé avec succès.

D'autres types de signal non dangereux sont testés avec succès. La figure IV.21 suivante illustre un tel cas.

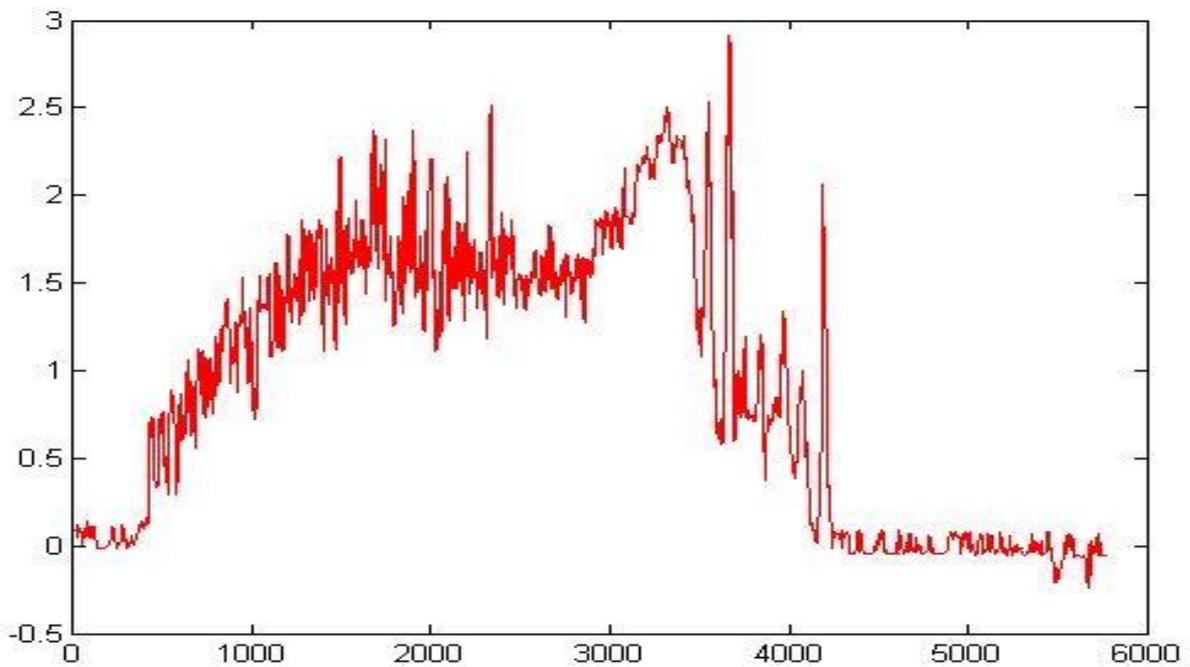


Fig. 4.21 : Autre exemple de signal non dangereux.

### Fausse détection :

Un mauvais choix du réseau de neurone ou un apprentissage excessif peut provoquer une fausse détection, la coupure, si elle a lieu, se produit après le claquage comme le montre les figures 4.22 et 23. De même qu'un signal ayant une apparence non dangereuse peut provoquer une décision de coupure s'il est constitué de pics de forte amplitude, comme cela peut être observé sur la figure 4.23. C'est le cas frontière entre un streamer peu énergétique non dangereux et un streamer très énergétique dangereux.

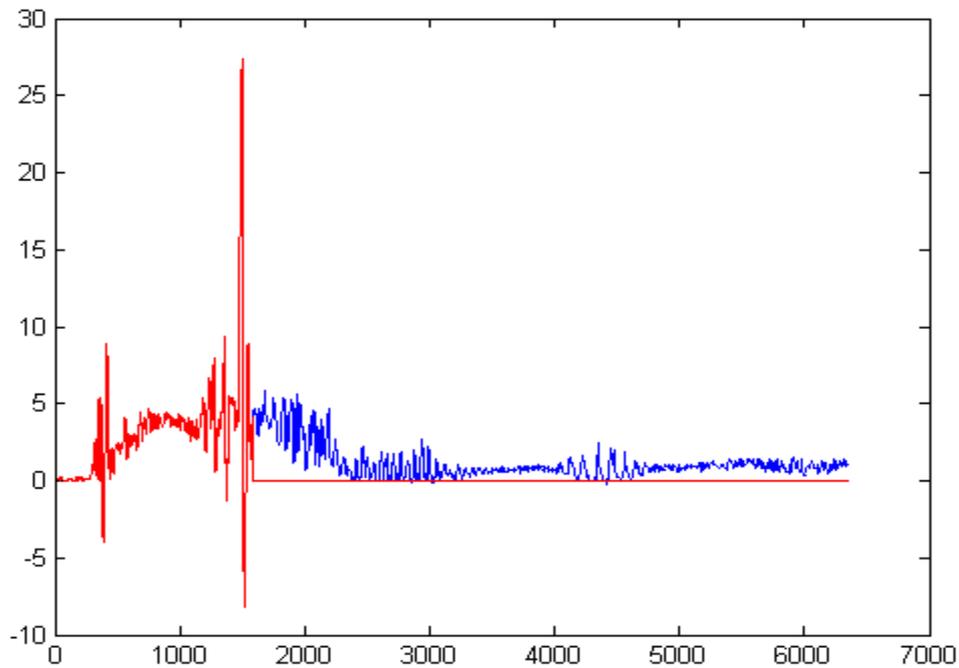


Fig. 4.22. Résultats du test non concluant: Signal enregistré et comptabilisé comme dangereux et instruction de coupure.

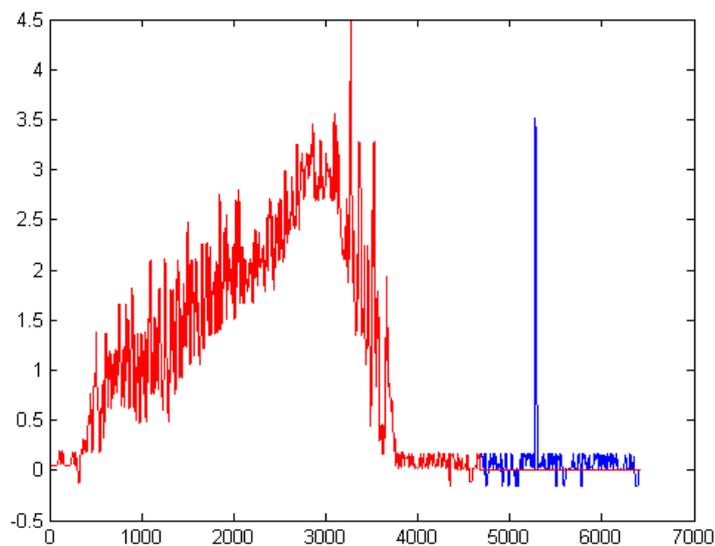


Fig. 4.23. Résultats du test non concluant: Signal enregistré et comptabilisé comme dangereux et instruction de coupure.

#### 4.15 Fonctionnement du système de protection :

Comme le montre la Figure 4.24, le transformateur muni d'un capteur émet l'information du signal vers le système de détection pour qu'elle soit traitée ; ensuite il envoie l'ordre de coupure à l'actionneur si le signal présente un risque.

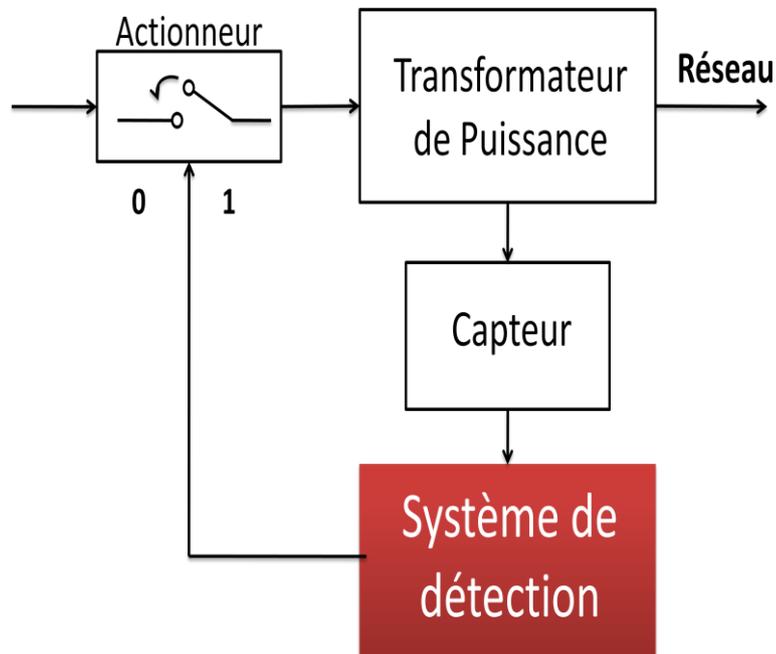


Figure 4.24 : Schéma bloc du système de protection

#### 4.16. Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons fait d'abord un traitement des vecteurs signaux d'entrée afin d'avoir la même structure que les vecteurs ayant servi à l'apprentissage.

Le diagnostic réalisé par la technique développée dans ce travail est rapide et fiable à un taux de 100%. Les courants correspondants à des streamers dangereux, c'est-à-dire menant sûrement à un claquage en un temps qui ne dépasse pas les 10 $\mu$ s, sont identifiés de manière très précoce permettant de donner le signal de coupure avant même que le courant correspondant au claquage n'arrive. Ceci est une performance appréciable et une avancée importante par rapport aux techniques de diagnostic et de protection développées auparavant et qui identifient les courants dangereux mais souvent après l'avènement de plusieurs arcs.

Les courants de défaut dans les huiles de transformateur sont relativement complexes à étudier parce qu'ils dépendent de plusieurs paramètres tant électriques, reliés à la forme et à l'amplitude de la tension, que physico-chimiques reliés à la structure moléculaire de l'huile d'isolation.

L'analyse par l'outil informatique des signaux de décharges (courants de défaut) en temps réel représente une solution rapide et fiable pour la protection des transformateurs.

Le choix des réseaux de neurones s'est avéré comme étant une solution optimale pour la résolution de ce type de problème dépendant de plusieurs paramètres.

Le système ainsi élaboré pour la discrimination des courants de défaut nous a permis d'obtenir des résultats satisfaisants. Ils montrent que la performance du réseau de neurone dépend directement du choix de la structure, de la méthode d'apprentissage et principalement de la phase d'apprentissage.

## Conclusion Générale

Les courants de défaut dans les huiles de transformateur sont relativement complexes à étudier parce qu'ils dépendent de plusieurs paramètres tant électriques, reliés à la forme et à l'amplitude de la tension, que physico-chimiques reliés à la structure moléculaire de l'huile d'isolation.

L'analyse par l'outil informatique des signaux de décharges (courants de défaut) en temps réel représente une meilleure solution pour la protection des transformateurs.

L'analyse de Fourier des signaux propose une approche globale du signal (non-stationnarité). Les intégrations sont faites de moins l'infini à plus l'infini, et toute notion de localisation temporelle disparaît dans l'espace de Fourier. Une des solutions est la transformée en ondelette puisqu'elle renseigne sur le contenu fréquentiel d'un signal tout en préservant la localisation afin d'obtenir une représentation temps/fréquence. Cependant, l'analyse de la zone de pré-claquage par la transformée en ondelette donne une information vague sur la façon dont évoluera le signal (décharge ou atténuation).

En plus de la complexité de la procédure de prédiction basée sur les caractéristiques obtenues par transformée en ondelette, le choix des réseaux de neurones s'est avéré comme étant une solution optimale pour la résolution de ce type de problème.

Le système ainsi élaboré pour la discrimination des courants de défaut nous a permis d'obtenir des résultats satisfaisants.

Plusieurs paramètres influent d'une façon directe sur la performance et la fiabilité du réseau de neurone.

L'apprentissage du réseau neurone constitue la phase essentielle du système de détection, c'est-à-dire que les résultats sont liés directement à cette dernière.

D'après les différents tests effectués, nous constatons que les résultats peuvent être erronés, ceci est dû principalement à un apprentissage excessif ou le contraire.

Une base de données plus riche aurait permis d'obtenir de meilleurs résultats.

Enfin, ce travail nous a permis d'avoir une approche nouvelle concernant les techniques de protection basées sur les technologies modernes.

## Bibliographie

- [1] S. Markalous, S. Tenbohlen, K. Feser, Detection and location of partial discharges in power transformers using acoustic and electromagnetic signals, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Volume 15, Issue 6, 2008, pp. 1576 - 1583
- [2] G.C. Stone, Partial discharge diagnostics and Electrical Equipment Insulation Condition assessment, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Volume 12, Issue 5, 2005, pp. 891 – 904.
- [3] B. DANOUJ, Thèse de Ph.D, Caractérisation Des Signatures De Décharges Partielles En Utilisant Une Nouvelle Génération De Coupleurs Piézoélectriques Montréal, Le 14 Septembre 2012
- [4] G.G. Raju. 2003, Polarization and Static Dielectric Constant ». In Dielectrics in Electric Fields. CRC Press.
- [5] E. David, 2009, Propriétés diélectriques statiques. In Cours Sys862.
- [6] M. Wang, A. J. Vandermaar et K. D. Srivastava, 2002, Review of condition assessment of power transformers in service, IEEE Electrical Insulation Magazine, Vol.18, no 6, p. 12-25.
- [7] R. Bartnikas, K. Srivastava, 2003, Dissipation factor partial discharge and electrical aging tests on power cables, Power and communication Theory and Applications. p. 331-426. Wiley-IEEE Press.
- [8] N.L. Allen, M. Abdel-Salam et I. Cotton. 2007, Effects of temperature and pressure change on positive corona and sparkover under direct voltage in short airgaps, Science, Measurement & Technology, IET, vol. 1, no 4, p. 210-215.
- [9] R. Bartnikas, Electrical Insulating Liquids, ASTM Publication, 1974.
- [10] F. Gardiol, 2002. Électromagnétisme. Presses polytechniques et universitaires romandes.
- [11] E. H. R. Gaxiola, Dielectric Breakdown in Insulating Gases: Space Charge Effects and Non-uniform Fields, Technische Universiteit Eindhoven, 1999.
- [12] G. Stone, E. Boulter, I. Culbert et H. Dhirani. 2004. Electrical insulation for rotating machines, Second Edition. Piscataway: Wiley-IEEE Press
- [13] R.M. Del Vecchio, Poulin Bertrand, Feghali Pierre T., Shah Dilipkumar M. et Rajendra Ahuja, 2010, Voltage Breakdown and High-Voltage Design, In Transformer Design Principles.p.399-445.
- [14] A. Denat, 2005, High field conduction and prebreakdown phenomena in dielectric liquids, Dielectric Liquids, 2005. ICDL 2005. 2005 IEEE International Conference on. 26 June-1 July 2005, p. 57-62.
- [15] W. Shugg, 1995, Handbook of Electrical and Electronic Insulating Materials. Coll. Handbook of Electrical and Electronic Insulating Materials, Piscataway: Institute of Electrical and Electronics Engineers, Inc.
- [16] R. Tobazeon, 1994, Prebreakdown phenomena in dielectric liquids, Dielectrics and Electrical Insulation, IEEE Transactions on, vol. 1, no 6, p. 1132-1147.
- [17] J.J. O'Dwyer, The theory of electrical conduction and breakdown in solid dielectrics, Clarendon Press, 1973.
- [18] I.J. Kemp, 1996, Partial discharges in solid insulation, HV Technology (Digest No.1996/173), IEE Colloquium on Advances in. (4 Oct 1996), p. 5/1-5/8.

- [19] H.R. Zeller, 1987, Breakdown and Prebreakdown Phenomena in Solid Dielectrics, Electrical Insulation, IEEE Transactions on, vol. EI-22, no 2, p. 115-122.
- [20] N. Shimizu, 1979, Treeing phenomena of polymeric materials at low temperature.
- [21] Power & Energy Society. 2009. IEEE Standard for High-Voltage Switchgear (Above 1000 V) Test Techniques - Partial Discharge Measurements. IEEE Std C37.301. New York, NY, USA: IEEE, USA, 74 p.
- [22] R. Bartnikas, 2002, Partial discharges their mechanism detection and measurement, Dielectrics and Electrical Insulation IEEE Transactions on, vol. 9, no 5, p. 763-808.
- [23] T.R. Blackburn, Z. Liu, R. Morrow et B. T. Phung. 2000, Partial discharges development in a void and its effect on the material surface, Properties and Applications of Dielectric Materials, 2000. Proceedings of the 6th International Conference on. (2000) Vol. 1, p. 280-285 vol.1.
- [24] S.A. Boggs, 1990, Partial discharge. III. Cavity-induced PD in solid dielectrics, Electrical Insulation Magazine, IEEE, vol. 6, no 6, p. 11-16.
- [25] L. Niemeyer, 1995, A generalized approach to partial discharge modeling, Dielectrics and Electrical Insulation, IEEE Transactions on, vol. 2, no 4, p. 510-528.
- [26] R. Arora, W. Mosch, High Voltage Insulation Engineering, New Age International (P) Ltd Publishers, 2<sup>nd</sup> edition 2004.
- [27] R. Busch, F. Pohlmann et K. Muller. 2001, The influence of several environmental conditions on the partial discharge characteristics and on the lifetime of magnet wires under inverter pulse operation, Proc. of 2001 Int. Symp. on Electrical Insulating Materials. (2001), p. 645-648.
- [28] M. Fenger, G. C. Stone. 2005, Investigations into the effect of humidity on stator winding partial discharges, IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 12, no Compendex, p. 341-346.
- [29] R. Bartnikas, J. McMahon. 1979. Corona Measurement and Interpretation, 1. Coll. Engineering Dielectrics, volume1. Baltimore: American society for testing and materials.
- [30] G.G. Raju, 2003, Fundamental Aspects of Gaseous Breakdown, (Dielectrics in Electric Fields), sous la dir. de Dekker, Marcel. New York, CRC Press.
- [31] J. Townsend, 1915, Electricity in gases. Clarendon Press.
- [32] E. Kuffel, W.S. Zaengl et J. Kuffel, 2000, High Voltage Engineering, Second edition. New York: Butterworth-Heinemann.
- [33] A. Haddad, D.F. Warne, 2004, Advances in high voltage engineering, 40. London, UK: Institution of engineering and technology.
- [34] J.M. Meek, 1942, The electric spark in air, Electrical Engineers - Part I: General, Journal of the Institution of, vol. 89, no 20, p. 335-356.
- [35] J.H. Mason, 1955, Breakdown of Solid Dielectrics in Divergent Fields. Proceedings of the IEE - Part C: Monographs, vol. 102, no 2, p. 254-263.
- [36] V.H. DANG : Thèse de Docteur en Génie Electrique : Étude des Phénomènes de Préclaquage et de Claquage des Huiles Végétales, Minérales Et Synthétiques – Caractérisation Des Décharges Aux Interfaces, Soutenue le 10 mars 2011 à L'école Centrale de Lyon
- [37] A. Beroual, M. Zahn, A. Badent, K. Kist, A. J. Schwabe, H. Yamashita, K. Yamazawa, M. Danikas, W. G. Chadhand, and Y. Torshin, "Propagation and Structure

- of Streamers in Liquid Dielectrics”, IEEE Electr. Insul. Magazine, Vol14, No. 2, pp. 6-17, 1998.
- [38] J.C. Devins, S. J. Rzed, R. J. Schwabe, “Breakdown and prebreakdown phenomena in liquids” J. of Appl. Phys., Vol. 52, pp. 4531-4545, 1981.
- [39] T. Aka-N’gnui, “Contribution à l’étude des phénomènes de préclaquage dans les diélectriques liquides – Modèles des génération et de propagation”, Thèse de Doctorat, École Centrale de Lyon, 2000.
- [40] A. Denat, J. P. Gosse, B. Gosse, “Conduction du cyclohexane très pur en géométrie pointe – plan”, Rev. De Phys. Appl. 22, pp. 1103-1111, 1987.
- [41] R. Kattan, N. Bonifaci et A. Denat, “Etude de la génération de bulles dans les hydrocarbures liquides générées par les impulsions de Trichel”, J. Phys. III (France), Vol.1, No. 7, Juillet 1991.
- [42] R. Tobazeon, “Préclaquage et claquage des liquides diélectriques”, Techniques de l’ingénieur, D 2450
- [43] R. Qotba, F. Aitken, A. Denat, “Étude de la génération de cavités par un dépôt fortement localisée d’énergie dans le n-pantane liquide en fonction de la température”, J. of Electrostatics. 64, pp. 506 – 512, 2006.
- [44] F. Jomni, F. Aitken, A. Denat., “Dynamics of microscopic bubbles generated by a corona discharge in insulating liquids: influence of pressure”, J. of Electrostatics.47, pp. 49 – 59, 1999.
- [45] L. Rayleigh, “On the Pressure Developed in a Liquid during the Collapse of Spherical Cavity”, Phil. Mag., Vol. 34, No. 200, pp. 94-98, 1917.
- [46] A.C.T. Briggs, A. Beroual and F. Buret, “The Dynamics of dc Predisruption in Liquid Insulating Media”, IEEE Trans. On Electrical Insulation, Vol. 1, No 3, pp.371-376, 1994.
- [47] A. Beroual, “Initiation of streamers in dielectric liquids with point-plane electrodes under step voltages”, Arch. Elektrotech., Vol. 1-4, pp. 33-44, 1993.
- [48] R. Kattan, A. Denat and O. Lesaint, “Generation, Growth and Collapse of Vapor Bubbles in Hydrocarbon Liquids under a High Divergent Electric Field”, J. of Appl. Phys., 66, pp.4 062-4 066, 1989.
- [49] A. Beroual and R. Tobazeon, “Propagation et génération des streamers dans les diélectriques liquides”, J. of Phys. Appl. 22, pp. 1117 – 1123, 1987
- [50] P. Gournay and O. Lesaint, “A study of the inception of positive streamers in cyclohexane and pentane”, J. of Phys. D: Appl. Phys. 26, pp. 1966-1974, 1993.
- [51] A. Beroual, “Electronic and Gaseous Processes in Prebreakdown Phenomena of Dielectric Liquids”, J. of Appl. Phys. 73 (9), pp. 4528-4533, 1993.
- [52] A. Beroual and R. Tobazeon, “Effects of Hydrostatic Pressure on the Prebreakdown Phenomena in Dielectric Liquids”, IEEE Ann. Rep., CEIDP, Buffalo, pp. 44-49, 1985.
- [53] A. Beroual and R. Tobazeon, “Prebreakdown Phenomena in Liquid Dielectrics”, IEEE Trans. On Electrical Insulation, Vol. 21, No. 4, pp. 613-627, 1986.
- [54] A. Larsson and M. Bengtsson, “The sequence of events in mid-gap laser-triggered, Electrical breakdown in liquid dielectrics”, IEEE Trans. On Electrical Insulation, Vol 9, No.3, pp. 349-352, 2002.

- [55] T. Aka-N'gnui and A. Beroual, "Bubble dynamics and transition into streamers in liquid dielectrics under a high divergent electric field", *J. Phys. D: Appl. Phys.* 34, pp. 1408–1412, 2001.
- [56] A. Beroual., "Relationship between Current, Charge and Propagation Velocity of Streamers in Dielectric Liquids", *Archiwum Elektrotechniki.*, 1-4, pp. 45-56, 1993.
- [57] R.E. Hebner, "Measurement of electrical breakdown in liquids", Vol. B193: Plenum Press, 1988.
- [58] S. Sakamoto and H. Yamada, "Optical study of conduction and breakdown in dielectric liquids", *IEEE Trans. On Electrical Insulation*, Vol. EI-15, pp. 171-181, 1980.
- [59] Y. Kamata and Y. Kako, "Flashover Characteristics of Extremely Long Gaps in Transformer Oil under Non-uniform Field Conditions", *IEEE Trans. On Electrical Insulation*, Vol. 15, pp. 18-26, 1980.
- [60] K.L. Stricklett, C. Fenimore, E. F. Kelley, H. Yamashita, M. O. Pace, T. V. Blalock, A. L. Wintenberg and I. Alexeff, "Observation of partial discharge in hexane under high magnification", *IEEE Trans. On Electrical Insulation*, Vol.26, No.4, pp. 692-698, 1991.
- [61] R. Badent, K.Kist and A.J. Schwab, "The effect of viscosity on streamer propagation in insulating oil under impulse conditions", 12th International Conference on Conduction and Breakdown in Dielectrics Liquids, ICDL, Roma, Italy, July 15-19, pp. 181-184, 1996.
- [62] A. Beroual, "Electronic processes and streamer phenomena in liquid dielectrics", *Arch. Electr. Engineering*, No. 4, pp. 579-592, 1995.
- [63] Y. Nakao, T. Yamazaki, K. Miyagi, Y. Sakai, H. Tagashira, "The Effect of Molecular Structure on Prebreakdown Phenomena in Dielectric Liquids under a Non-uniform Field", *Electr. Engineering in Japan*, Vol.139, No.1, 2002.
- [64] H. Yamashita, "Effects of Chain Length on Prebreakdown Phenomena in Straight-Chain Saturated Hydrocarbon Liquids", *Electr. Engineering in Japan*, Vol. 122, No.4, 1998.
- [65] A. Beroual et R. Tobazeon, "Effets de la pression hydrostatique sur les phénomènes de préclaquage dans les diélectriques liquides", *C. R. Acad. Sciences, Paris*, t. 303, No. 12, pp. 1081-1084, 1986.
- [66] P.K. Watson, W. G. Chadband and M. Sadeghzadeh-Araghi, "The Role of Electrostatic and Hydrodynamic Forces in the Negative-point Breakdown of Liquid Dielectrics", *IEEE Trans. Electr. Insul.*, Vol. 26, No. 4, pp. 543-559, August, 1991.
- [67] H. Yamada and T. Sato, "High Speed Electro-optical Measurement of Prebreakdown Current in Dielectric Liquids", *IEEE Trans. On Electrical Insulation*, Vol. 20, No. 2, pp. 261-267, 1985.
- [68] A. Beroual and R. Tobazeon, "Streamer initiation in liquid and solid cyclohexane with point-plane electrodes subjected to voltage steps", *J. of Physics D: Applied Physics*, 22, nr 10, pp. 1568-1569, 1989
- [69] P.B. McGrath and J. K. Nelson, "Divergent field study of prebreakdown events in n-hexane", *J. Electrostatics*, Vol. 7, pp. 327-336, 1982.
- [70] N. Berger, "Liquides isolants en électrotechnique : Présentation générale", *Techniques de l'ingénieur*, D 2470.
- [71] O. Lesaint and R. Tobazéon, "Streamer generation and propagation in transformer oil under ac divergent field conditions", *IEEE Trans. On Electrical Insulation*, Vol. EI-23, pp. 941-954, 1988.

- [72] Y. Nakao, H. Itoh, S. Hoshino, Y. Sakai and H. Tagashira, “Effects of Additives on Prebreakdown Phenomena in n-Hexane”, IEEE Trans. On Electrical Insulation, Vol. 1, No 3, pp.383-390, 1994.
- [73] E.O. Forster and P. Wong, “The dynamics of electrical breakdown in liquid hydrocarbons”, Conf. Rec. of the IEEE Int. Symp. Electr. Insul., Boston, pp. 222,1980
- [74] A. Beroual et A. Denat, “Analyse spectrale de la lumière émise par les streamers dans les diélectriques liquides”, C. R. Acad. Scien., Paris, 306, pp. 187-192, 1988.
- [75] A. Beroual, “Spectral Analysis of Light Emitted by Streamers and Gas Chromatography in Liquid Dielectrics”, Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 32, pp. 5615-5620, 1993.
- [76] CEI 60156, “Isolants liquides : détermination de la tension de claquage à fréquence industrielle”, AFNOR, Ed., 1995.
- [77] ASTM D\_1816-84a, “Dielectric Breakdown Voltage of Insulating Oils of Petroleum Origin using VDE Electrodes”, Annual Book of ASTM Standards, Section 10, Volume 10.03, 1988.
- [78] H. Rinne, The Weibull distribution, CRC Press, A Taylor and Francis Group, 2008.
- [79] S.V. Kulkarni and S. A Khaparde, “Transformer Engineering Design and Practice”, Marcel Dekker Inc, New York, 2004.
- [80] W. Weibull, “A Statistical Distribution Function of Wide Applicability”, J. Appl. Mechanics, pp. 293 – 297, 1951.
- [81] N.G. Trinh and C. Vincent, “Statistical Significance of Test Methods for Low Probability Breakdown and Withstand Voltages”, IEEE Trans., PAS-99, No.2, pp.711-719, 1980
- [82] C. Perrier, A. Beroual and J.L. Bessede, “Experimental Investigations on different Insulating Liquids and Mixtures for Power Transformers”, IEEE Electrical Insulation Symp., USA, pp. 237–240, 2004.
- [83] C. Perrier, A. Beroual and J. L Bessede, “The Mixed Insulating Liquids as an Alternative for High Voltage Transformers”, Conf. 14th, ISH, China, paper H-44, 2005.
- [84] D. Martin and Z. D. Wang, “Statistical Analysis of the AC Breakdown Voltages of Ester Based Transformer Oils”, IEEE Trans. On Electrical Insulation, Vol. 15, No.4, August 2008.
- [85] K.J. Rapp, “Lighting Impulse Testing of Natural Ester Fluid Gaps and Insulation Interfaces”, Trans. On Electr. Insul., Vol. 16, No. 6, December 2009.
- [86] X. Wang and Z. D. Wang, “Particle Effect on Breakdown Voltage of Mineral and Ester Based Transformer Oils”, Conference on Electrical Insulation & Dielectrics Phenomena, CEIDP, Québec, Canada, 2008.
- [87] T.D. Chau, “Propriétés diélectriques de liquides isolants d’origine végétale pour applications en haute tension”, Thèse de Doctorat, INP de Grenoble, 2009.
- [88] H. Yilmaz and S. Guler, “The Effect of Electrode Shape, Gap and Moisture on Dielectric Breakdown of Transformer Oil”, 12th International Conference on Conduction and Breakdown in Dielectrics Liquids, ICDL, Roma, Italy, July 15-19, 1996.
- [89] C. Vincent, C. Benoit and R. Olivier, “Comparative Evaluation of Parameters of the Dielectric Breakdown Test on Transformer Oil”, 12th International Conference on Conduction and Breakdown in Dielectrics Liquids, ICDL, Roma, Italy, July 15-19, 1996.
- [90] A. Beroual, “Notes de cours de Master – Matériaux pour le génie électrique”, École Centrale de Lyon, 2007.

- [91] W. Rottenberg, “Étude des phénomènes de préclaquage dans les huiles isolantes dans des systèmes d’électrodes couverts de couches minces”, Thèse de Doctorat, École Centrale de Lyon, 2000.
- [92] A. Zouaghi, “Étude de l’influence des barrières isolantes sur la tenue diélectrique d’intervalles d’huile en chocs de foudre et en continu”, Thèse de Doctorat, École Centrale de Lyon, 1997.
- [93] C.T. Duy, A. Denat, O. Lesaint, N. Bonifaci, Y. Bertrand, W. Daound and M. Hassanzadeh, “Influence of ageing on conduction and breakdown in rape-seed and mineral oils”, International Conference on Conduction and Breakdown in Dielectrics Liquids, ICDL, France, 2008.
- [94] E. Gockenbach and H. Borsi, “Natural and Synthetic Ester Liquids as alternative to mineral oil for power transformers”, Conference on Electrical Insulation & Dielectrics Phenomena, CEIDP, Québec, Canada, 2008.
- [95] C. Perrier and A. Beroual, “Experimental Investigations on Insulating Liquids for Power Transformers: Mineral, Ester, and Silicone Oils”, IEEE Electrical Insulation Magazine, Vol. 25, No. 6, pp. 6 – 13, November/December 2009.
- [96] H. Moulai : thèse de doctorat d’état : étude des courants de préclaquage dans les diélectriques liquides Soutenue le 30 Octobre 2001 à l’école polytechnique d’Alger
- [97] W.F. Schmidt, IEEE Trans. on Elect. Ins., Vol. 26 No. 4, pp.560-567, August 1991
- [98] N. Felici, Journées d’études du CNRS, Grenoble 1986, pp.88-92.
- [99] P.K. Watson, IEEE Ann. Rep. Conf. on Elect. Ins. and Diel. Phen., pp.370-376, 1981.
- [100] P.K. Watson, M. Iqbal Qureichi and W.G.(Bill) Chadband, Conf. Rec. Of the ICDL ’96 12<sup>th</sup> Inter. Conf. On Cond. And Breakd. In Diel. Liq., Roma, Italy, July 15-19, 1996.
- [101] M. Sadeghzadeh- Araghi, M.I. Qureshi, W.G. Chadband and P.K. Watson, IEEE Trans. on Elect. Ins., Vol. 26 No 4, 1991, pp.663-672.
- [102] L. Rosenhead, ed. Oxford, 1963, pp.137-150.
- [103] A. Beroual, Am. Journal of Appl. Phys., 73(9), 1 May 1993, pp.4528-4533.
- [104] A. Beroual, *Thèse de Doctorat d’État* ès-Sciences, Grenoble, 1987.
- [105] I. Fofana and A. Beroual, Jpn. J. of Appl. Phys., Vol.37, Part 1 No.5A, 1998, pp.2540-2547.
- [106] N. Dhahbi-Meghriche, A. Beroual and L. Krahenbuhl, J. of Appl. Phys., D. Appl. Phys.,
- [107] Yu.V. Torshin, IEEE Trans. on Diel. and Elect. Ins., Vol.2 No1, 1995, pp.167-179.
- [108] A. Beroual et R. Tobazeon, Journées d’études du CNRS, Grenoble 1986, pp.99-104.
- [109] Yu.V. Torshin, 7<sup>th</sup> Int. Symp. on High Volt. Engin., 1991, pp.17-20
- [110] René Alt, la transformation en ondelettes, Université Pierre et Marie Curie, <http://perso.telecom-paristech.fr/~bloch/P6Image/ondelettestrsp.pdf>
- [111] J.W. Cooley, J.W. Tukey, An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series, Journal: Math. Comp. 19 (1965), pp. 297-301
- [112] W.M. Gentleman and G. Sande, Fast Fourier Transforms for Fun and Profit, Proc. Fall Joint Computer Conference AFIPS S9, Washington, D.C., 1966, pp. 563-578
- [113] <http://gwyddion.net/documentation/user-guide-fr/wavelet-transform.html>
- [114] A. Bultheel: Bull. Belg. Math. Soc.: (1995)
- [115] S. G. Chang, B. Yu, M. Vetterli, Adaptive Wavelet Thresholding for Image Denoising and Compression, IEEE Trans. Image Processing, (2000) Vol. 9 No 9 p. 1532-1546
- [116] S. G. Chang, B. Yu, M. Vetterli, Adaptive wavelet thresholding for image denoising, IEEE Trans. Image Processing, (2000) Vol. 9, No 9 p. 1522-1531.

- [117] H. Larochelle, IFT 615 – Intelligence artificielle Apprentissage automatique Département d'informatique Université de Sherbrook, <http://www.dmi.usherb.ca/~larocheh/cours/iE615.html>.
- [118] A. Beroual and H. Moulai, "Prebreakdown currents analysis in insulating oils under AC Voltages – Relation to breakdown", Archives of Electrical Engineering (AEE), Vol.L, No.1, 2001, pp.115-127, ISSN: 0004-0746.
- [119] A. Nacer, H. Moulai, A. Beroual, "Streamers Optical and Electrical Characteristics Correlations in Liquid Dielectrics Under Alternating Current Stress", Plasma Chemistry and Plasma Processing, 2014. DOI: 10.1007/s11090-014-9560-2.
- [120] **F. Aberkane**, H. Moulai, A. Nacer, F. Benyahia and A. Beroual, "ANN and Wavelet Based Discrimination Technique between Discharge Currents in Transformer Mineral Oils", The European Physical Journal Applied Physics, 2012.
- [121] R.T. Harrold, Ann. Rep. CEIDP NAS-NRC, 1974, p123.
- [122] **F. Aberkane**, A. Nacer, H. Moulai, F. Benyahia and A. Beroual, "ANN and Multi-Linear Regression Line Based Discrimination Technique between Discharge Currents for Power Transformers Diagnosis", 2nd International Advances in Applied Physics and Materials Science Congress", 26-29 April 2012, Antalya, Turkey.
- [123] H. Moulai et A. Beroual, 3<sup>ème</sup> Conf. Nat. sur la H.T., Guelma 1999, pp.45-48.
- [124] Yu.V. Torshin, Schlieren registration of electrohydrodynamics phenomena in dielectric liquids under lightning impulse, IEEE Trans. on Diel. and Elect. Ins., Vol.16 No2, 2009, pp.470-474.
- [125] L. Lundgaard, D. Linhjøl, G. Berg and S. Sigmond, Conf. Rec. of the ICDL'96, 12<sup>th</sup> Int. Conf. on Cond. and Breakd. In Diel. Liq., Roma, Italy, July 15-19, 1996 pp. 175-180.
- [126] S. Mallat, «Multiresolution approximations and wavelet orthonormal bases of L2(R)», Trans. Am. Math. Soc., vol. 315, N\_1, pp. 69-87, sep 1989.
- [127] S. Mallat, «Multifrequency channel decomposition of images and wavelet models», IEEE Trans. on Accoustic Speech and Signal Proc., vol.37, N\_12, pp. 2091-2110, Dec 1989.
- [128] S. Mallat, «A theory for multiresolution signal decomposition : the wavelet representation», IEEE, PAMI, vol. 11, No 7, pp. 674-693, july 1989.
- [129] I. Daubechies, «Orthonormal bases of compactly supported wavelets», Com. on Pure Appl. Math., vol. 41, pp. 909-996, nov. 1988.
- [130] B.B. Hubbard, «Ondes et Ondelettes», Pour la science, dif. BELIN, Paris 1995.
- [131] Frédéric Truchetet, «Ondelettes pour le signal numérique», Editions Hermes, Paris 1998.
- [132] C. Touzet, « Les réseaux de neurones artificiels, Introduction au connexionisme», Notes de cours sous forme HTML, juillet 1992.
- [133] Youssef Bentaleb, «Analyse par ondelettes des signaux sismiques : Applications aux ondes de surface», Université Mohammed V - Agdal, Faculté des Sciences, Rabat, 2006.
- [134] LIN, C.T. et LEE, C.S.G. (1995), « Introduction to artificial neural networks », dans Neural Fuzzy Systems, New Jersey, Prentice Hall, p. 205-217, p. 235-250.
- [135] JAIN, L. C. et VEMURI, V. R. (1999). «Industrial Applications of Neural Networks», New York, International Series on Computational Intelligence, CRC Press, 325 p.
- [136] DE WILDE, P. (1997), « Neural Network Models», Springer, 2e édition, 172 p.
- [137] Jean-Daniel Leroux (mars 2004) «Les réseaux de neurones artificiels», Université de Sherbrooke, Département de génie électrique et de génie informatique
- [138] **F. Aberkane**, F. Benyahia, H. Moulai, S. Boukehil, L. Meziane, Diagnostic par l'analyse des courants de préclaquage dans les huiles de transformateurs de puissance, Algerian Journal of Technology, Proceedings de la 8<sup>ème</sup> Conf. Nat. sur la H.T.– Tiaret, 09-11 Mai 2011. ISSN :1111-357X.
- [139] **F. Aberkane**, H. Moulai, F. Benyahia, A. Nacer and A. Beroual, "Pre-Breakdown Current Discrimination Diagnose Technique for Transformer Mineral Oil", Acceptée pour

presentation à 2012 IEEE Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena, 14-17 Octobre 2012, Montréal, Quebec, Canada.

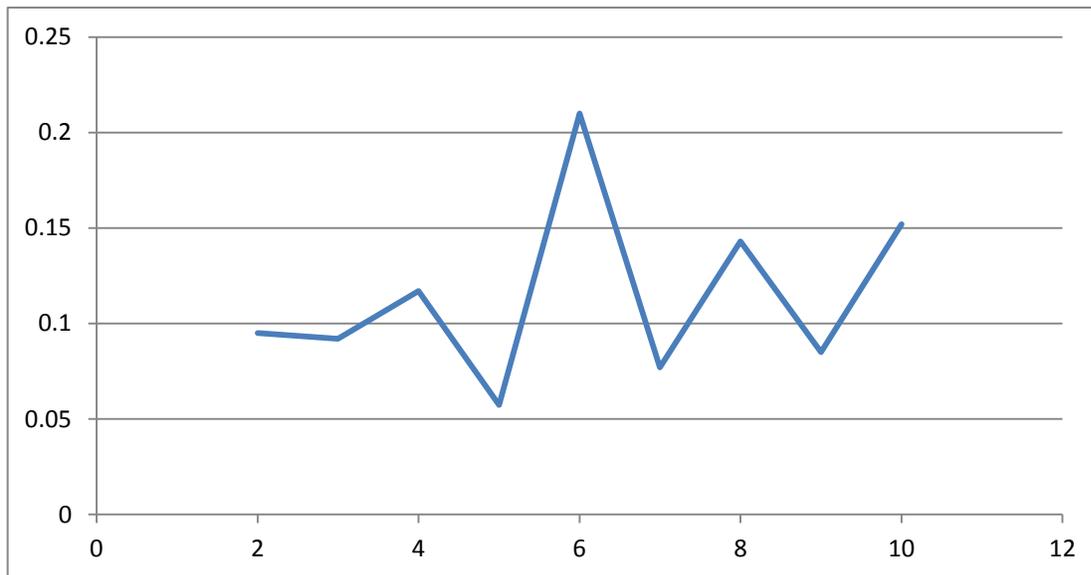
- [141] S. Sahra, Y. Hadji, **F. Aberkane**, B. Lehouidj, H. Moulai, A. Nacer, A. Beroual, Développement de Techniques de Diagnostic des Systèmes de Puissance par L'analyse des Emissions Photoniques Associées aux Décharges Luminescentes, International conference on Electrical Engineering, Oran, November 2013.
- [140] S. Sahra, Y. Hadji, **F. Aberkane**, B. Lehouidj, H. Moulai, A. Nacer, A. Beroual, Développement de Techniques de Diagnostic des Systèmes de Puissance par l'Analyse des Emissions Photoniques Associées aux Décharges Luminescentes, 3rd International Conference on Industrial Engineering and Manufacturing, ICIEM14, 11-13 May 2014, Batna, Algeria.

# ANNEXE

---

**Tableau 1:** variation des performances du RNA en fonction du nombre de couches cachées avec une configuration de base ,11 neurones dans chaque couche

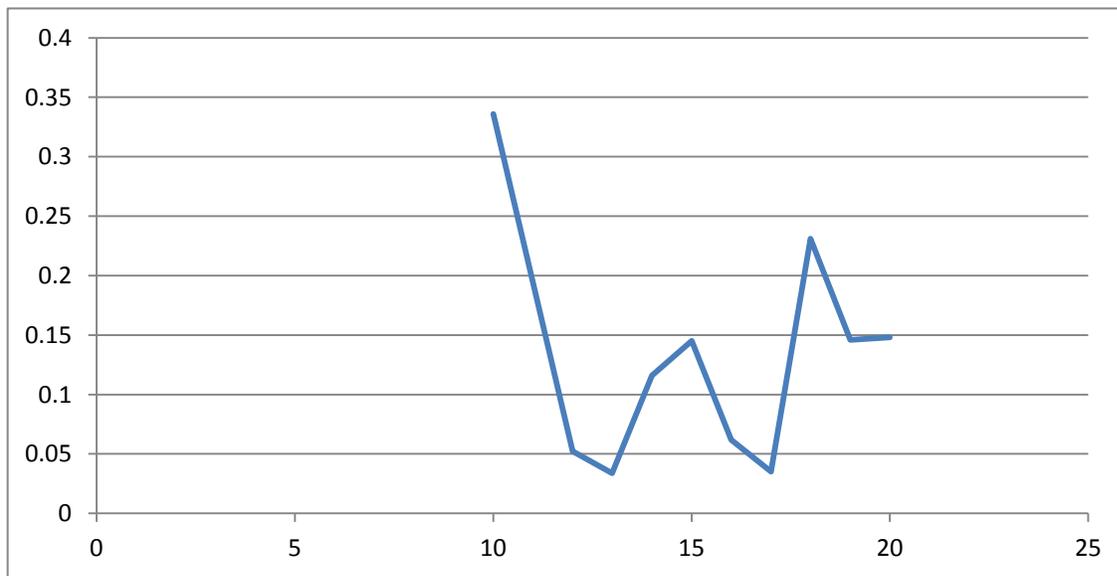
Nombre de couches cachées	Performance	Gradient
10	0,152	1,35E+00
9	0,0849	7,01E-02
8	0,143	2,98E-01
7	0,077	5,35E-01
6	0,21	1,13E-01
5	0,0573	4,09E-01
4	0,117	2,22E-01
3	0,092	1,20E-02
2	0,0949	0,0248



**Fig 1 :** Evolution de la performance en fonction du nombre de couches cachées

**Tableau 2:** Variation de la performance du RNA en fonction du nombre de neurones dans la couche n 1 avec une configuration de base [variable 11 11 11 11]

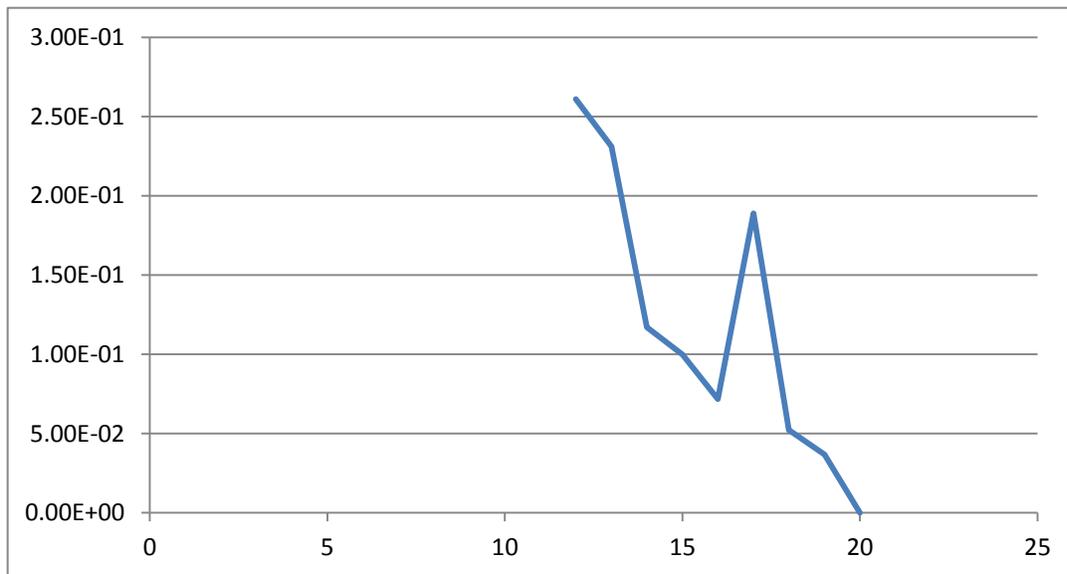
Nombre de Neurones	Performance	Gradient
20	0,148	8,13E-01
19	0,146	1,03E+00
18	0,231	9,28E-01
17	0,035	1,32E-06
16	0,0619	6,34E-02
15	0,145	6,50E-04
14	0,116	1,75E-01
13	0,0339	3,11E-02
12	0,0523	3,47E-05
10	0,336	0,187



**Fig 2 :** Evolution de la performance en fonction du nombre de neurones.

**Tableau 3:** variation des performances du RNA en fonction du nombre de neurones dans la couche n 2 avec la configuration suivante , [12 variable 11 11 11]

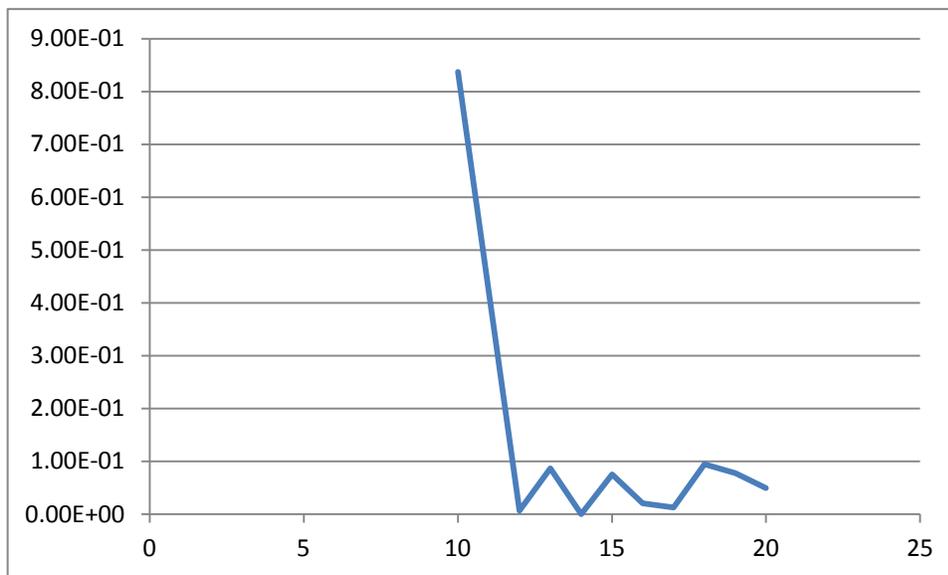
Nombre de Neurones	performance	gradient
20	3,21E-06	9,31E-06
19	3,68E-02	1,20E-01
18	5,23E-02	1,61E-01
17	1,89E-01	1,41E-02
16	7,17E-02	2,88E-01
15	9,97E-02	8,50E-01
14	1,17E-01	2,85E-01
13	2,31E-01	3,98E-02
12	2,61E-01	1,13E-01



**Fig 3 Evolution de la performance en fonction du nombre de neurones.**

**Tableau 4:** variation des performances du RNA en fonction du nombre de neurones dans la couche n 3 avec la configuration suivante , [ 12 20 variable 11 11]

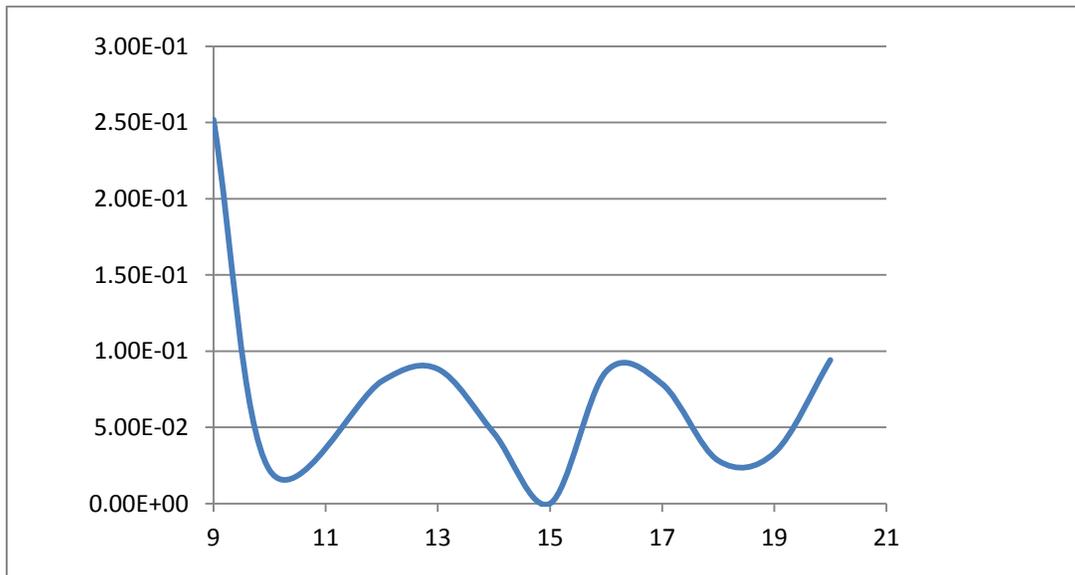
Nombre de Neurones	performance	gradient
20	4,98E-02	8,53E-07
19	7,79E-02	7,44E-01
18	9,45E-02	2,18E-02
17	1,25E-02	8,71E-06
16	2,06E-02	6,18E-05
15	7,52E-02	1,31E-01
14	2,68E-11	5,70E-05
13	8,71E-02	5,75E-01
12	6,87E-03	1,18E-05
10	8,37E-01	2,65E-02



**Fig 4 :** Evolution de la performance en fonction du nombre de neurones

**Tableau 5:** Variation de la performance du RNA en fonction du nombre de neurones dans la couche n 4 avec la configuration suivante, [12 20 14 variable 11]

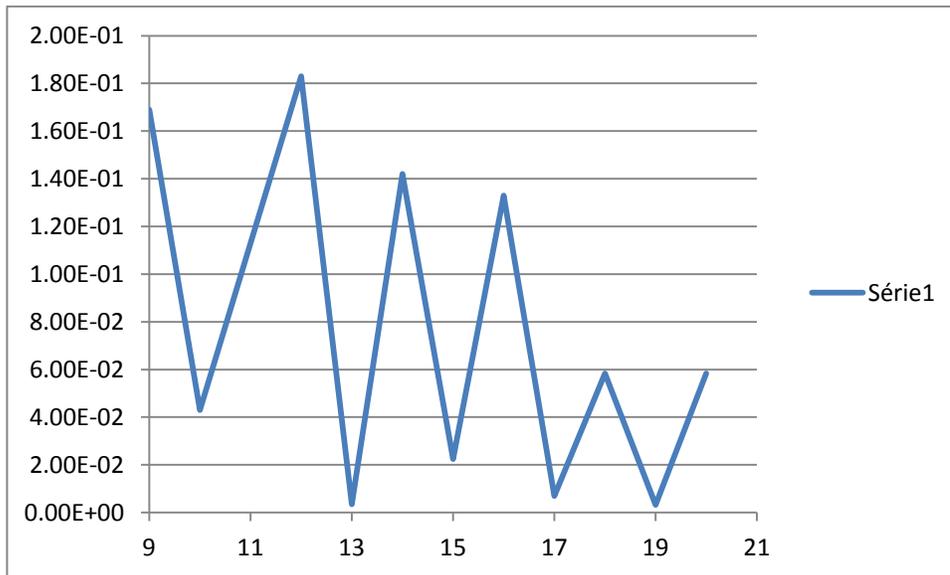
Nombre de Neurones	performance	gradient
20	9,42E-02	1,96E-01
19	3,32E-02	3,69E-04
18	2,82E-02	1,63E-03
17	7,85E-02	1,07E-01
16	8,66E-02	1,97E-01
15	1,20E-07	2,50E-06
14	4,62E-02	1,95E-03
13	8,83E-02	1,90E-01
12	8,03E-02	1,42E-01
10	2,19E-02	2,61E-07
9	2,52E-01	9,47E-02



**Fig 5 :** Evolution de la performance en fonction du nombre de neurones

**Tableau 6:** variation des performances du RNA en fonction du nombre de neurones dans la couche n 5 avec la configuration suivante, [ 12 20 14 15 variable]

Nombre de Neurones	performance	gradient
20	5,83E-02	2,20E-02
19	3,22E-03	4,02E-08
18	5,84E-02	2,16E-02
17	6,98E-03	6,64E-06
16	1,33E-01	3,70E-01
15	2,25E-02	2,51E-05
14	1,42E-01	2,93E-01
13	3,56E-03	3,21E-07
12	1,83E-01	3,88E-01
10	4,30E-02	4,66E-02
9	1,69E-01	6,89E-01



**Fig 6 :** Evolution de la performance en fonction du nombre de neurones

**Tableau 7: Variation des performances du RNA en fonction de l'interconnexion des couches, configuration de base [ 12 20 14 15 13]**

	performance	gradient
<b>newff</b>	2,68E-11	5,70E-05
<b>newcf</b>	0,032	0,517

**Tableau 8:** variation des performances du RNA en fonction de la méthode d'apprentissage, configuration de base [12 20 14 15 13]

	performance	gradient
<b>trainbfg</b>	1,32E-01	6,43E-02
<b>trainbr</b>	3,84E+00	8,00E-01
<b>traincgb</b>	1,76E-01	1,31E-01
<b>traincgf</b>	7,68E-02	2,17E-01
<b>traincgp</b>	1,44E-01	9,53E-02
<b>traingd</b>	1,48E-01	1,11E-01
<b>traingdm</b>	1,53E-01	5,19E-01
<b>traingda</b>	1,92E-01	8,72E-02
<b>traingdx</b>	3,48E-01	8,38E-01
<b>trainlm</b>	2,68E-11	5,70E-05
<b>trainoss</b>	1,42E-01	2,92E-01
<b>trainrp</b>	2,01E-01	1,03E-01
<b>trainscg</b>	1,52E-01	9,42E-02