

N° D'ORDRE : 143

THESE

PRESENTÉE
A L'UNIVERSITÉ NATIONALE DE COTE D'IVOIRE

POUR OBTENIR LE TITRE DE
DOCTEUR - 3^{ème} CYCLE
SPÉCIALITÉ GÉOPHYSIQUE EXTERNE

Par
HOUNGNINOU B. Etienne

CONTRIBUTION DU COURANT DE PRÉCIPITATION
SUR LE COURANT DE MAXWELL

Soutenue le 13 Décembre 1990, devant la Commission d'Examen
Président du jury

J. BAUDET , Professeur (Université Nationale de Côte d'Ivoire)

Examineurs

A. S. ACHY , Professeur (Université Nationale de Côte d'Ivoire)

S. CHAUZY , Professeur (Université Paul Sabatier de Toulouse)

P. ASSAMOI , Maître de Conférences (Université Nationale de Côte d'Ivoire)

S. DESPIAU , Maître de Conférences (Université de Toulon)

A. ZEDDAM , Maître de Recherches (C.N.E.T. Lannion)

REMERCIEMENTS

Cette étude a été réalisée au Laboratoire de Physique de l'Atmosphère de l'Université Nationale de COTE D'IVOIRE . Que son directeur Monsieur le Professeur ACHY trouve ici l'expression de ma gratitude pour avoir bien voulu m'accepter dans son laboratoire et diriger mes recherches .

SERGE DESPIAU , mon cher maître , avec une grande ouverture d'esprit , m'a initié à la recherche . Malgré la distance qui nous sépare depuis un certain temps , il a tenu à l'aboutissement de ce travail dont il est à l'origine . Je le remercie infiniment .

J'adresse également mes remerciements au Professeur BAUDET pour l'attention qu'il a sans cesse portée sur l'évolution de mon travail depuis la phase expérimentale jusqu'à la rédaction et pour l'honneur qu'il me fait en présidant ce jury .

J'exprime toute ma gratitude au Professeur CHAUZY de l'Université PAUL SABATIER de TOULOUSE qui a accepté de juger mon travail de thèse et qui me fait aussi l'honneur d'être membre du jury .

Je remercie vivement Monsieur ASSAMOI de la Faculté des Sciences et Techniques d'ABIDJAN ainsi que Monsieur ZEDDAM du C.N.E.T. LANNION pour avoir accepté de faire partie de mon jury .

La partie expérimentale de ce travail a pu être menée à bien grâce à O.N.T. COTE D'IVOIRE . Je remercie sincèrement tout le personnel du Service Energie et en particulier Monsieur AKA , directeur général de l'O.N.T. qui me fait l'honneur d'assister à ma thèse .

La réalisation pratique du dispositif expérimental a été faite avec l'aide des Techniciens CASARI et KONE , qu'ils soient assurés de ma profonde sympathie .

Mes remerciements vont enfin à mes collègues chercheurs du département de physique , à mes collègues du Centre Polyvalent des Métiers de l'Entretien de BIMBRESSO et plus particulièrement à son directeur Monsieur KOUADIO KOUADIO , pour leur sympathie à mon endroit : véritable soutien moral .

SOMMAIRE

Pages

INTRODUCTION	1
CHAPITRE I : GENERALITES	
1-1 LES ORAGES	5
1-2 ELECTRISATION DU NUAGE D'ORAGE	5
1-3 CHAMP ELECTRIQUE AU SOL SOUS LE NUAGE D'ORAGE	10
1-4 CIRCUIT ELECTRIQUE GLOBAL	10
CHAPITRE II : DISPOSITIF EXPERIMENTAL	
2-1 MESURE DU COURANT DE PRECIPITATION	13
2-2 MESURE DU CHAMP ELECTRIQUE	20
2-3 MESURE DU COURANT DE MAXWELL	21
2-4 ENREGISTREMENT DES DONNEES	23
2-5 MESURE ANNEXE : MESURE DE LA DIMENSION DES GOUTTES	28
CHAPITRE III : RESULTATS EXPERIMENTAUX	
3-1 CONDITIONS EXPERIMENTALES	33
3-2 RESULTATS	34
CHAPITRE IV : INTERPRETATIONS	
4-1 RELATIONS ENTRE LES DIFFERENTS PARAMETRES MESURES	44
4-2 EFFET CORONA	46
4-3 SIMPLIFICATION DU COURANT DE MAXWELL	48
4-4 COURANT DE PRECIPITATION	52
4-5 BILAN DES COURANTS EN FONCTION DE LA VARIATION DU CHAMP ELECTRIQUE	68
4-6 ACQUISITION DE CHARGE PAR UNE GOUTTE DANS LA DERNIERE COUCHE ATMOSPHERIQUE	74

4-7 ETUDE DE LA TAILLE DES GOUTTES	91
5 - CONCLUSION	96
BIBLIOGRAPHIE	99

INTRODUCTION

L'orage par ses manifestations électriques crée de nombreux problèmes tels que : les perturbations subies par les lignes électriques et les réseaux de télécommunication , le foudroiement des aéronefs et des bâtiments , l'influence du rayonnement électromagnétique des éclairs sur les équipements électroniques . Il constitue un phénomène naturel qui a toujours préoccupé la communauté scientifique des physiciens de l'atmosphère . La connaissance de l'origine des charges dans le nuage d'orage reste le fondement de l'étude électrique de l'orage . Sur ce plan , de nombreuses théories développées à travers le monde sur la séparation des charges , leur localisation et leur neutralisation font encore l'objet de controverses à cause des mesures in-situ qui sont complexes à mettre en œuvre .

La charge électrique globale de la terre est négative , elle estimée à 5.10^5 coulombs . En période de beau temps , sous l'effet du champ électrique , il existe un courant de conduction qui apporte des charges positives au sol . Ce courant de densité de l'ordre de 2.10^{-12} $A.m^{-2}$ (GISH et WAIT 1950) , a tendance à neutraliser la charge de la terre. Si cette dernière est maintenue , c'est grâce à l'action compensatrice qu'apportent les orages . Environ 2000 orages se manifestent simultanément à la surface du globe . Les charges qu'ils transfèrent au sol sont portées par les hydrométéores , les éclairs ou bien elles sont sous forme d'ions corona dirigés au sol sous l'effet du champ . L'importance des charges mises en jeu est liée à l'activité électrique dans le nuage d'orage . Le nuage est perçu sous la forme d'un véritable générateur de courant

(HOLZER et SAXON 1952 KASEMIR 1965) . C'est lui qui génère tous les courants qui s'établissent entre la terre et l'atmosphère . Ces courants se résument en terme de courant de Maxwell . D'après NISBET (1985) , l'intérêt de la mesure du courant de Maxwell au sol réside dans le fait que cette mesure permet de déterminer le courant dans le centre actif du nuage .

KRIDER et MUSSER (1982) en simplifiant l'expression du courant de Maxwell ont montré que les informations obtenues au sol , uniquement à partir des variations du champ électrique , suffisent pour déterminer le courant de Maxwell . Leur hypothèse considère comme négligeable le courant associé aux charges portées par les hydrométéores .

Les régions tropicales sont connues pour être le siège d'événements orageux fréquents , les précipitations qui les accompagnent sont de forte intensité et de longue durée , elles jouent un rôle important dans l'activité électrique de l'orage . La présente étude s'est fixée pour but de déterminer le courant "de précipitation" associé aux charges des hydrométéores et d'établir sa contribution au courant de Maxwell .

Tout d'abord nous rappelons à partir d'une étude bibliographique, les généralités se rapportant aux charges électriques dans le nuage d'orage .

Ensuite nous présentons le principe de fonctionnement , la mise au point ainsi que les étalonnages théorique et pratique des "mesureurs" que nous avons utilisés . L'expérience a été effectuée à l'aide d'une chaîne de mesure bien détaillée comportant différents capteurs de charge de goutte , de courant de Maxwell et de champ électrique .

Avant d'exposer les résultats , les conditions expérimentales sont présentées . Il s'agit : de la période des mesures , de l'environnement

du lieu des mesures et des conditions météorologiques . Les résultats ont été classés par similitude puis analysés dans un chapitre intitulé "interprétation" . Dans ce chapitre nous avons tenté de justifier le signe et la valeur des charges des gouttes de pluie , nous avons aussi comparé les différentes composantes du courant de Maxwell sur chaque événement pour établir l'importance de chacune d'elles dans le bilan électrique . Enfin nous faisons un essai théorique visant à suivre l'évolution des charges des gouttes dans la dernière couche de l'atmosphère à la limite du sol .

Notre conclusion suggère des investigations complémentaires pour un meilleur développement des questions abordées .

CONVENTION DE SIGNE

Le champ électrique sera orienté suivant l'axe vertical z d'un trièdre direct .

Au sol, il est négatif en période de beau temps et positif lorsqu'il y a une répartition de charges négatives au dessus de la terre .

CHAMP NEGATIF DE BEAU TEMPS

+ + + + + + + + +

$E < 0$



- - - - -

Terre

CHAMP POSITIF

- - - - -

$E > 0$



+ + + + + + + + +

Terre

CHAPTER I

GENERALITIES

GENERALITES

1-1 LES DRAGES

Le nuage d'orage (le cumulonimbus) se forme à partir d'une forte instabilité de l'atmosphère accompagnée d'une intense activité convective. C'est un nuage à développement vertical, il a la forme d'une tour de 10 Km de haut en régions tempérées et parfois 20 Km dans les régions tropicales. Son diamètre est de quelques dizaines de kilomètres. Il est coiffé d'une enclume débordante. A l'intérieur du nuage les mouvements ascendants ont une vitesse supérieure à 20 m/s, la turbulence est forte. D'après BYERS (1959) le développement du nuage s'effectue en trois phases :

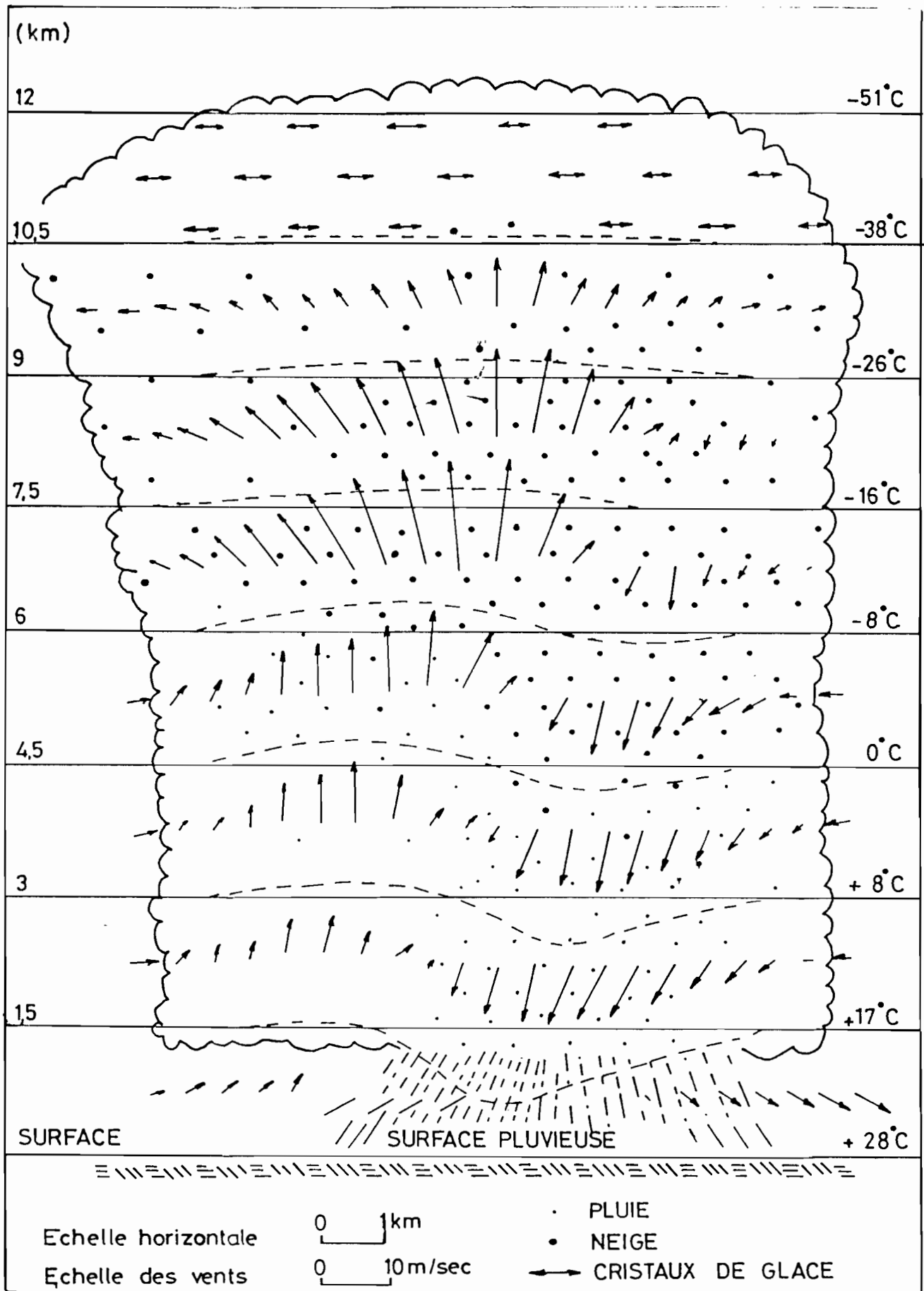
-stade cumulus : marqué par la température plus élevée à l'intérieur du nuage qu'à l'extérieur et un mouvement ascendant des masses d'air suivi de formation de particules précipitantes. C'est pendant cette phase que commence le processus d'électrification.

-stade mature : la partie inférieure du nuage est le siège de forts courants ascendant et descendant. Par coalescence les particules grossissent et deviennent suffisamment lourdes pour chuter malgré le courant ascendant.

-stade de dissipation : seuls les mouvements descendants, faibles, continuent dans le nuage. Les particules précipitantes font que la température dans le nuage est plus basse que dans son environnement.

1-2 ELECTRIFICATION DU NUAGE D'ORAGE

La séparation des charges au sein du nuage orageux fait encore l'objet de controverse. Les théories susceptibles d'expliquer le mécanisme



STRUCTURE D'UN CUMULONIMBUS TYPIQUE PHASE MATURE D'APRES BYERS (1959)

sont classées en deux groupes qui sont :

a) La théorie gravitationnelle

C'est la théorie la plus ancienne suivant laquelle le mécanisme de base est la séparation entre les gros hydrométéores et les petits au cours de leur chute , du fait de la différence de leur vitesse . Quant au processus d'acquisition de charges électriques de ces hydrométéores , il y en a plusieurs , détaillés au paragraphe suivant .

b) La théorie convective

C'est les courants ascendants qui engendrent la séparation des charges (VONNEGUT 1963) . Les charges libres au voisinage du sol sont amenées vers le sommet du nuage par les courants ascendants tandis que les courants descendants qui s'exercent à la périphérie du nuage accumulent les charges négatives à sa base .

Quelle que soit la théorie adoptée , la séparation des charges conduit à la formation de poches de charges en différentes zones atteignant des densités de l'ordre de 20 nC/m^3 (VONNEGUT 1963) . La structure dipolaire du nuage d'orage proposée par WILSON (1916) aboutit généralement à une représentation du nuage par deux charges ponctuelles situées sur la verticale et à des altitudes correspondant à la base et au sommet du nuage . Cette représentation simplifie l'étude du champ qui en résulte .

1-2-1 GENERATION DES CHARGES

L'existence des hydrométéores chargés dans le nuage d'orage s'explique par des processus présentant beaucoup d'incertitudes liées

surtout à la difficulté de réaliser des observations in-situ . Cependant la simulation de ces hydrométéores en laboratoire pour leur étude , confirme les mécanismes suivants :

Electrisation par collision

Le domaine où il y a la plus importante activité électrique est d'une faible extension verticale vis à vis de la hauteur du nuage . Il est compris entre l'isotherme -10°C et -25°C et coïncide avec la région où l'on observe les échos radars les plus significatifs . Les particules précipitantes sont composées de grêlons et de cristaux de glace pour la phase solide et de gouttelettes surfondues pour la phase liquide . Lorsqu'un grêlon dans son mouvement , heurte une petite particule de glace , il se charge négativement .

REYNOLDS (1957) a fait une étude expérimentale de la collision solide - solide au laboratoire , en construisant une petite chambre froide contenant un nuage de cristaux de glace , des gouttelettes surfondues et des sphères métalliques recouvertes de couche de glace , en agitation assimilables aux grêlons .

Il constata que chaque collision grêlon-cristal fait déposer en moyenne une charge négative de $1,5 \cdot 10^{-14} \text{ C}$ sur le grêlon .

LATHAM et MASON (1961) ont repris une expérience semblable mais en l'absence de gouttelette , ils ont constaté que le grêlon garde une surface parfaitement lisse après les collisions et qu'il acquiert une charge toujours négative mais 10^4 fois plus faible que s'il y avait des gouttelettes .

1-2-2 SEPARATION DE CHARGE PAR INDUCTION ELECTROSTATIQUE

Un objet placé dans un champ électrique présente des charges induites de signes opposés réparties suivant l'axe du champ . Ces charges induites par influence dépendent de la constante diélectrique de l'objet et de l'intensité du champ .

a) Chocs entre particules neutres et chargées

Lorsqu'une particule nuageuse neutre rencontre une goutte polarisée dans un champ électrique , la particule rebondit et acquiert une partie de la charge que porte la surface de la goutte où a lieu le choc : d'après ELSTER et GEITEL (1913) figure 1 .

b) Capture sélective d'ions

WILSON (1929) a proposé un mécanisme de capture sélective d'ions par une goutte de pluie (figure 2) .

Une goutte de pluie dans un champ électrique vertical positif est polarisée par induction électrostatique : elle porte des charges négatives sur la demi face inférieure . Dans le mouvement de chute de la goutte , elle capture par attraction électrostatique tous les ions positifs qui montent à sa rencontre . Quant aux ions négatifs qui sont animés d'un mouvement descendant sous l'effet du champ , seuls ceux qui sont plus rapides que la goutte pourront la rattraper et se fixer sur sa face supérieure . Les ions négatifs lents seront défléchis par la charge négative de la base de la goutte . Par ce mécanisme la goutte se charge positivement dans un champ positif . Vice versa , la charge de la goutte serait négative si le champ était négatif .

c) Séparation de charge par rupture.

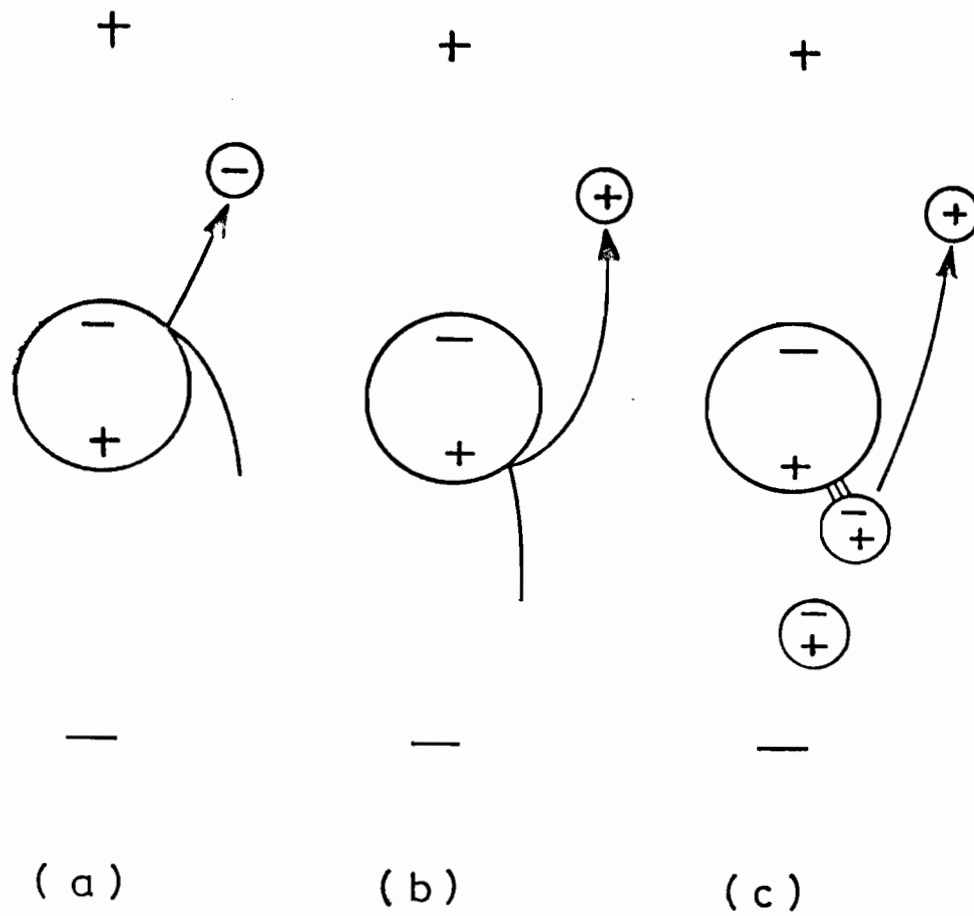


Figure 1 : CHARGE D'UNE GOUTTE PAR REBONDISSEMENT DANS UN CHAMP AMBIANT.
 D'APRES (a),(b) ELSTER ET GEITEL (1913) ET (c) SARTOR (1954)

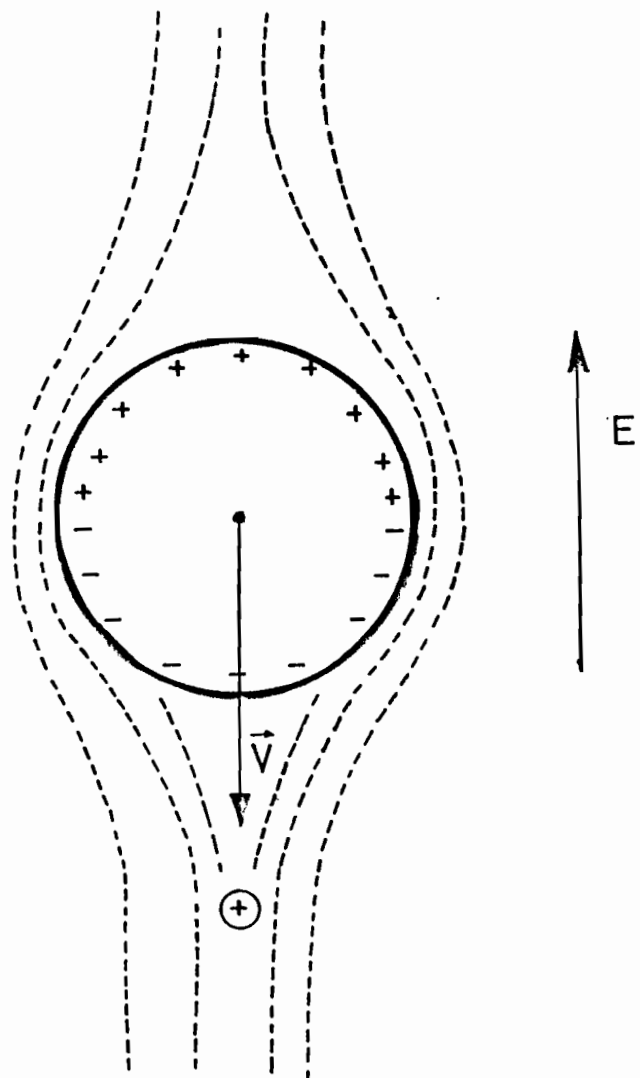


Figure 2 : MECANISME DE CAPTURE SELECTIVE D'IONS PAR UNE GOUTTE CHARGEE DANS UN CHAMP ELECTRIQUE (THEORIE DE WILSON 1929)

Lorsqu'une goutte tombe en chute libre dans un champ électrique, elle se déforme et peut , éventuellement se rompre : figure 3.

Le phénomène a été étudié par MAGDON et KOENUMA (1958) , ils ont montré que chaque fragment de la goutte rompue porte des charges de signe opposé et de valeur Q :

$$Q = \frac{3}{4}\pi E r^2$$

r = rayon de goutte vue sous forme sphérique.

E = intensité du champ électrique.

1-2-3 EFFET THERMOELECTRIQUE

La couche superficielle d'un cristal dans la phase de sublimation est plus froide que le cœur du cristal . La dissociation de H_2O en ions H^+ et OH^- est plus importante au cœur du cristal qu'à la surface . Les ions H^+ étant beaucoup plus mobiles que les ions OH^- , ils migrent à la surface . La couche superficielle porte ainsi un excès de charges positives qui sont libérées pendant la sublimation . Le cristal devient alors chargé négativement .

C'est REYNOLDS (1954) qui a été le premier à étudier cet effet sur de la glace . Cette séparation peut aussi avoir lieu à la suite d'une fusion .

1-2-4 DIFFUSION IONIQUE

GUNN (1954) suggère qu'une charge libre se transfère à une gouttelette par diffusion ionique . D'autre part MILLIKAN (1911) a montré

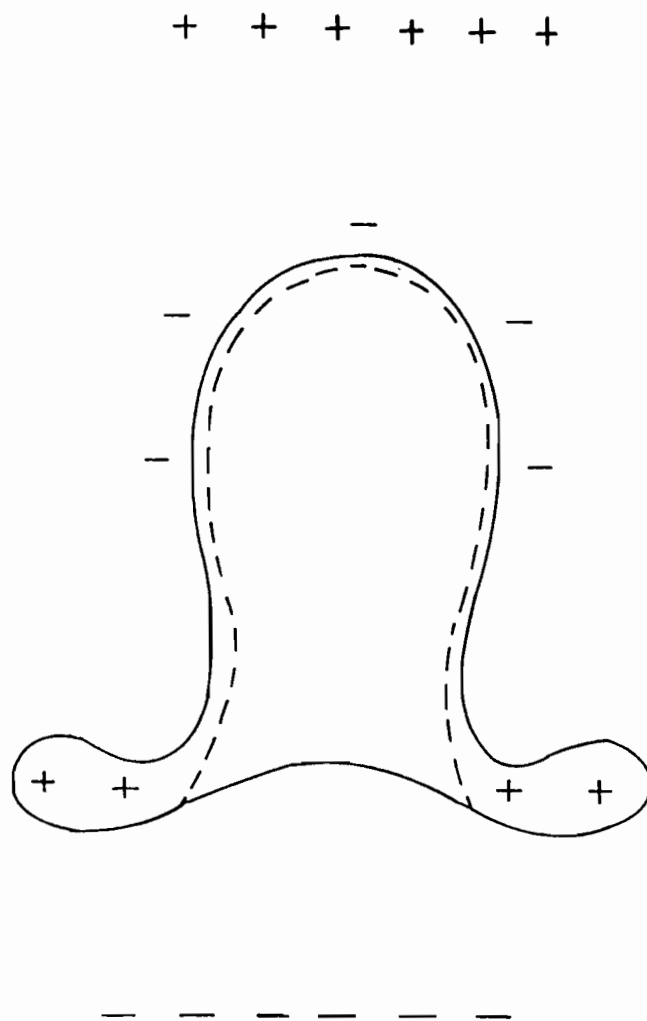


FIGURE 3 : SEPARATION DE CHARGES DURANT LA CHUTE D'UNE GOUTTE AVANT SA RUPTURE. D'APRES MATTHEWS ET MASON (1964)

qu'une goutte d'huile chargée peut acquérir d'autres charges résultant de l'énergie cinétique d'agitation des ions et des molécules adjacentes .

1-3 CHAMP ELECTRIQUE AU SOL SOUS LE NUAGE D'ORAGE

A la suite des séparations de charges , la cellule orageuse dans sa phase mature présente en général une structure bipolaire avec une forte charge positive de quelques dizaines de Coulombs dans sa partie supérieure superposée à une charge négative du même ordre à sa base .

Au sol et à la verticale du nuage le champ est fortement positif , par contre à l'avant et à l'arrière du nuage il est négatif : figure 4 .

Pendant l'orage , marqué généralement par l'apparition des précipitations, les décharges électriques vues sous forme d'éclair provoquent des variations brusques du champ . La fréquence de ces phénomènes dépend de l'intensité de l'activité électrique .

1-4 CIRCUIT ELECTRIQUE GLOBAL

L'ensemble terre-ionosphère peut être vu sous forme d'un condensateur sphérique dont les armatures sont : la surface de la terre (électrode interne) et la couche conductrice atmosphérique qu'est l'ionosphère . Localement le condensateur est vu comme un condensateur plan . Son diélectrique est la couche d'air comprise entre la terre et l'ionosphère , il présente une conductivité non nulle qui engendre un courant de fuite . En période de beau temps , la terre chargée négativement perd lentement sa charge sous l'effet du courant de conduction qui draine des charges positives vers le sol . La compensation

CHAMP ELECTRIQUE AU SOL

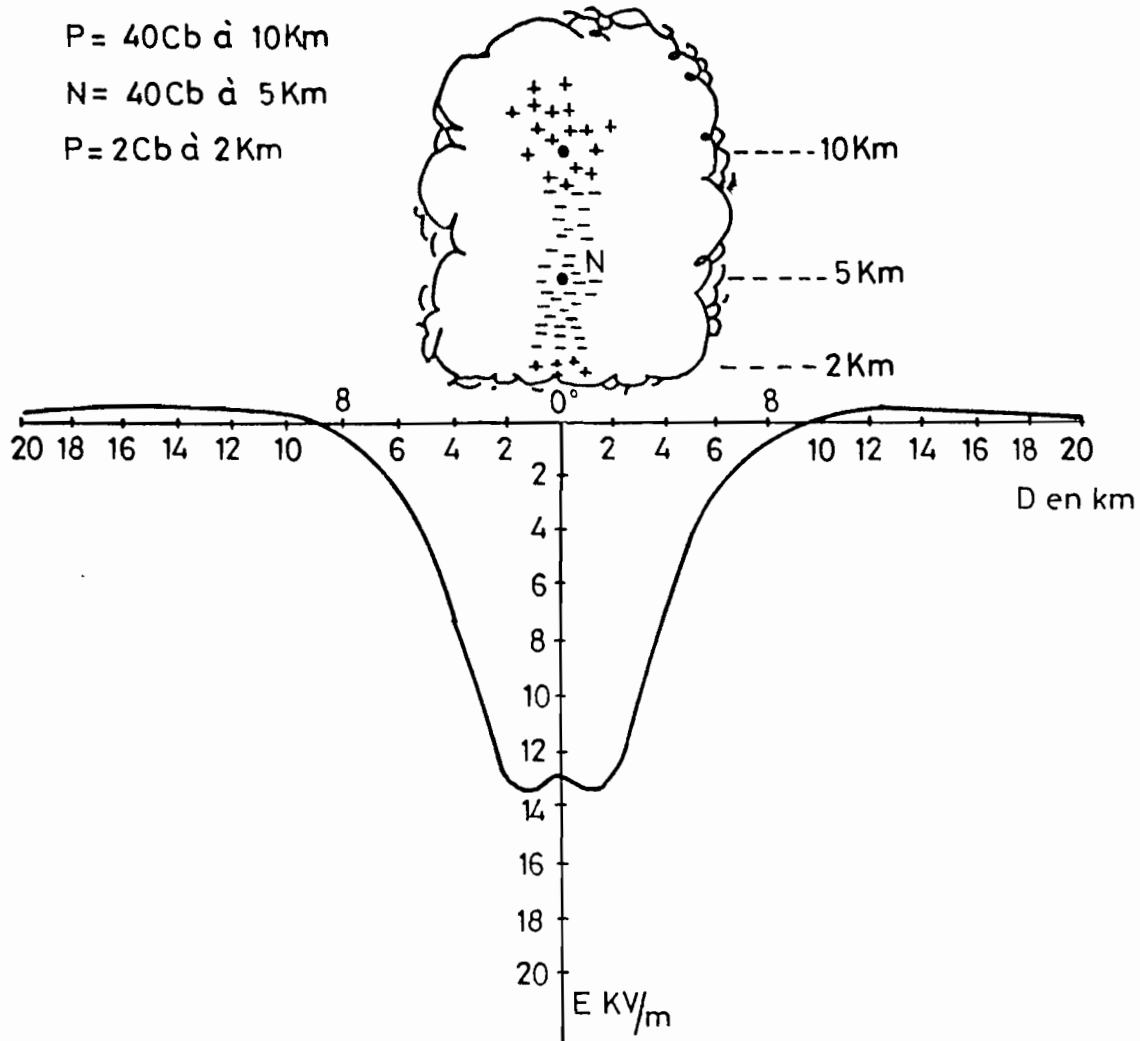


Figure 4 : VARIATION DU CHAMP ELECTRIQUE AU SOL AVEC LA DISTANCE, DEDUITE DU DIPOLE EQUIVALENT A LA DISTRIBUTION DE CHARGE PROPOSEE PAR MALAN, (1952)

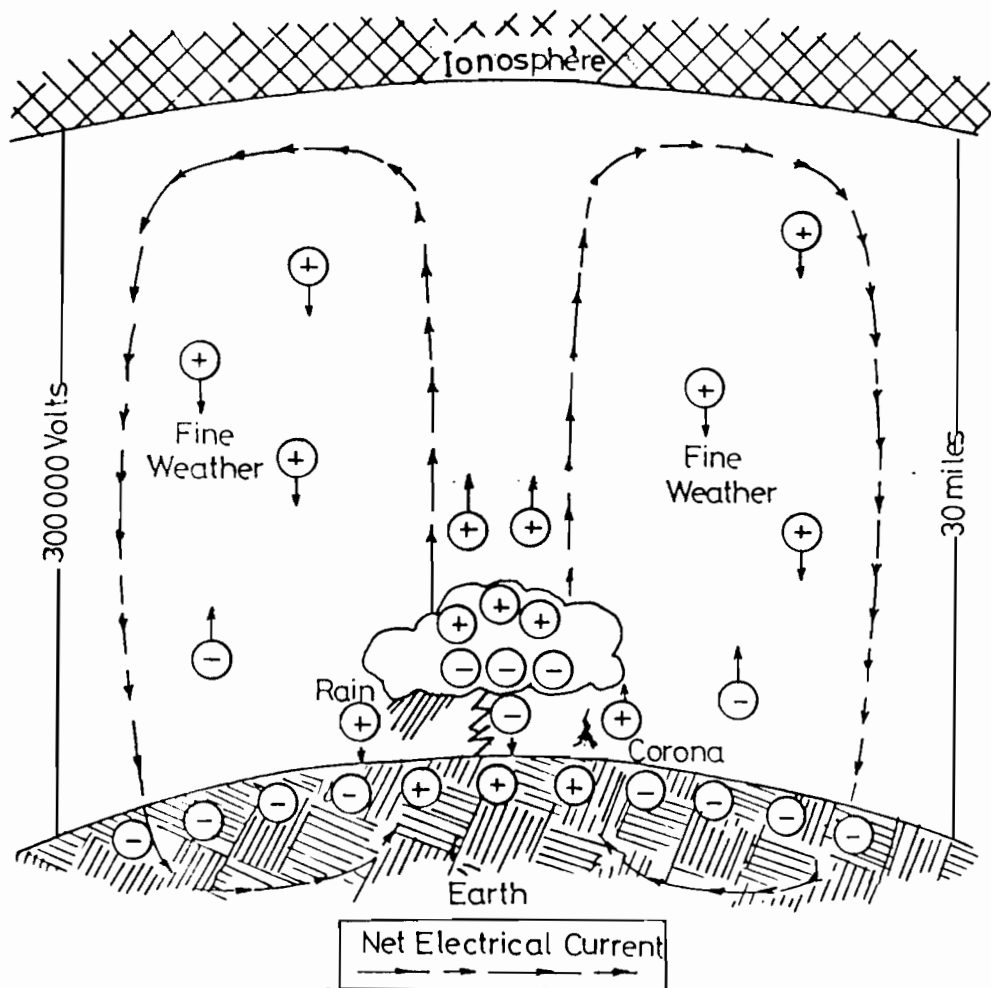


Figure 5 : CIRCUIT ELECTRIQUE GLOBAL DE L'ENSEMBLE TERRE - ATMOSPHERE D'APRES ISRAEL (1973)

CHAPITRE II

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

2-1 MESURE DU COURANT DE PRECIPITATION

Le courant de précipitation est celui associé aux charges transportées par les hydrométéores . La mesure d'un tel courant passe par la mesure de la charge portée par les gouttes de pluie , pendant un temps Δt , à travers une surface S .

$$J_p = \frac{\sum q_- + \sum q_+}{\Delta t . S}$$

J_p est la densité de courant de précipitation

q est la charge portée par une goutte

2-1-1 PRINCIPE DE MESURE

Les plus anciennes mesures faites par ELSTER et GEITEL (1888) consistaient à capter les gouttes et à mesurer leur charge au moyen d'un électromètre .

GUNN et KINZER ont mis au point en 1949 la méthode de l'anneau d'induction pour mesurer la vitesse limite de chute des gouttes de pluie : c'est cette méthode qui est reprise ici .

Le principe de mesure est basé sur la conséquence du théorème de FARADAY qui dit que les charges induites sur les surfaces interne et externe d'un conducteur creux par des charges inductrices placées à l'intérieur , sont égales en valeur absolue à la somme des charges inductrices .

2-1-2 MESUREUR DE CHARGE

2-1-2-1 PRESENTATION

Le mesureur est un tronc de cône conducteur isolé vis à vis du champ électrique extérieur par un blindage électrostatique à double écran en aluminium (figure 6).

La goutte dont on veut mesurer la charge traverse de part en part le cône. Trois capteurs du même type à gain différent ont été utilisés.

2-1-2-2 ELECTRONIQUE

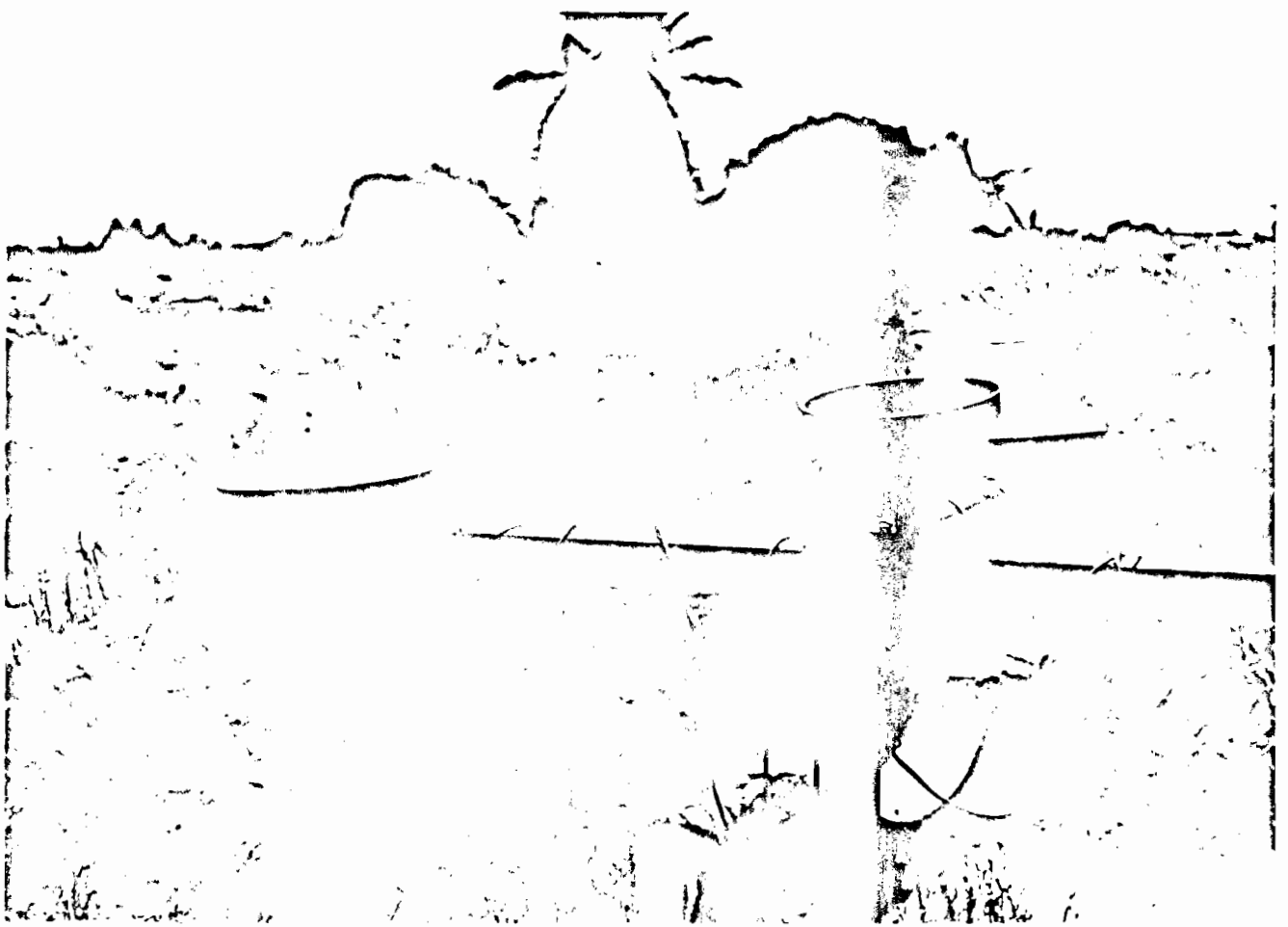
La charge induite sur le cône s'écoule virtuellement à la terre sous forme d'un courant i très faible et difficilement analysable. La figure 7 indique le signal issu directement du cône.

Pour retrouver la valeur de la charge $q = \int i dt$, on a réalisé l'intégration du courant, et enfin son amplification pour que le signal correspondant soit facilement détectable.

Nous avons pour ce faire monté une électronique améliorée par rapport à celle utilisée par CHAUZY et DESPIAU (1981). Cette amélioration vient de la qualité des circuits intégrés utilisés, de leur ordre d'implantation et du découplage de leur alimentation. Tous les composants électroniques du circuit de mesure sont montés sur une plaque de circuit imprimé blindée.

La figure 8 est le schéma de l'électronique, elle est composée de trois étages :

- le premier est un amplificateur opérationnel type 3528 C (BURR BROWN) à très faible courant de fuite permettant de transformer en tension V_1 l'intégralité du courant issu du cône mesureur. Cette transformation



UNE VUE DES CAPTEURS DE CHARGES DE GOUTTE SUR LE SITE EXPERIMENTAL

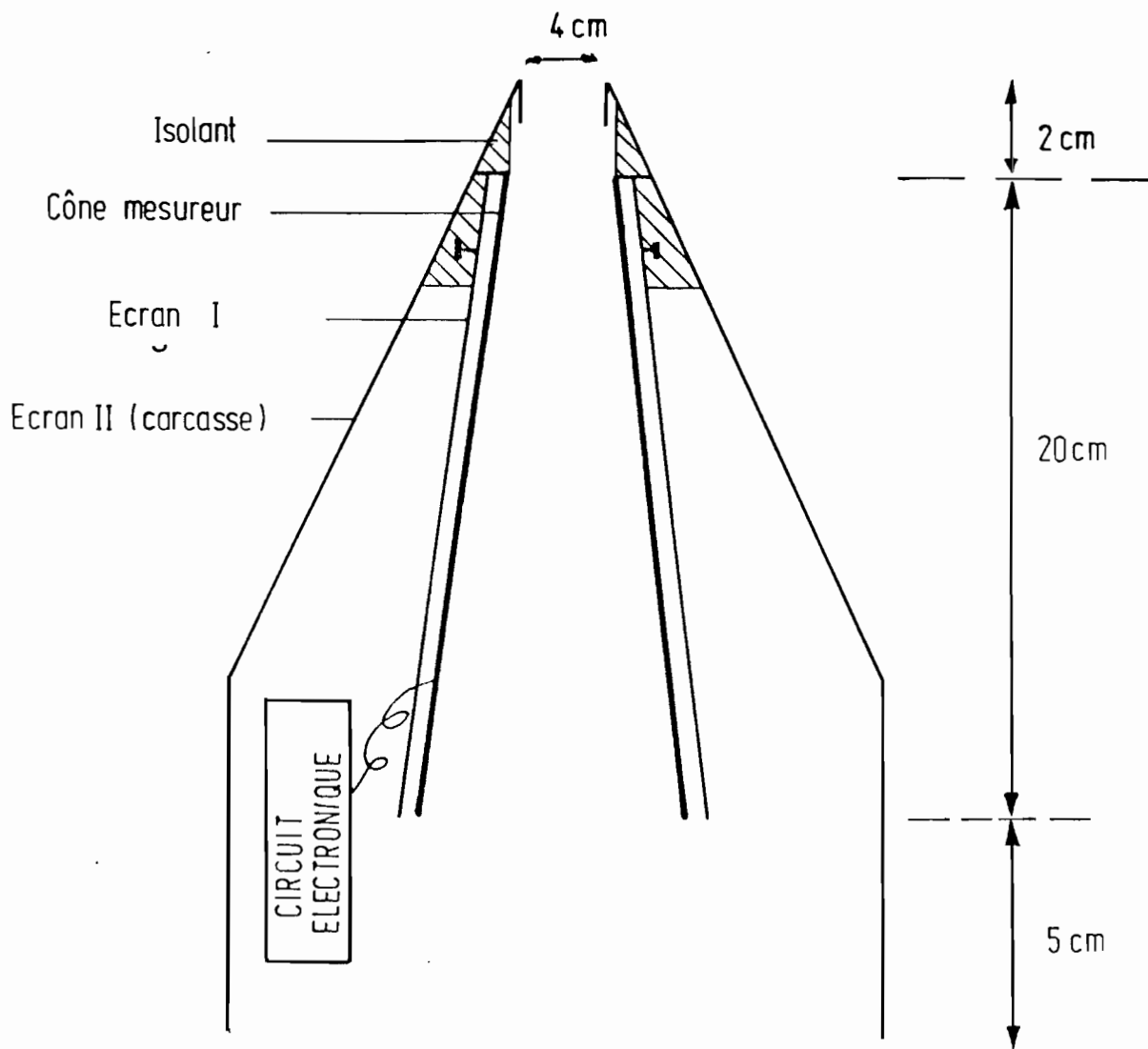
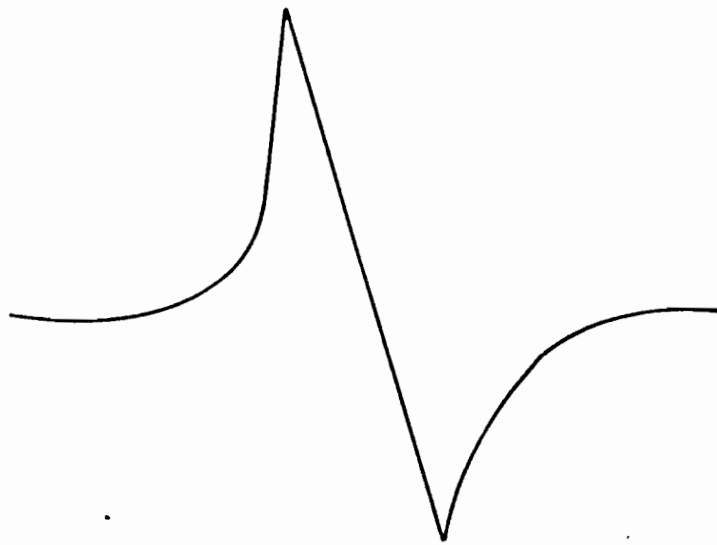
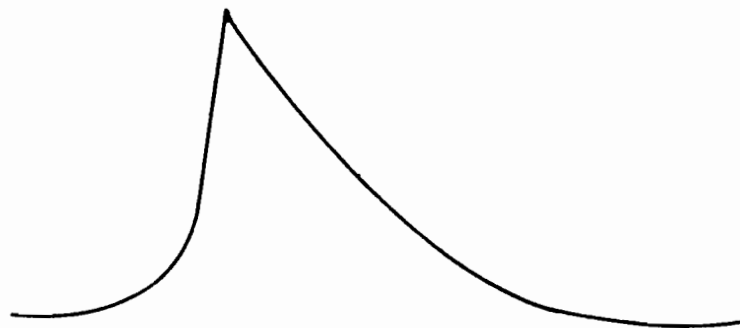


Figure 6 : Schema du Capteur Mesureur de Charge

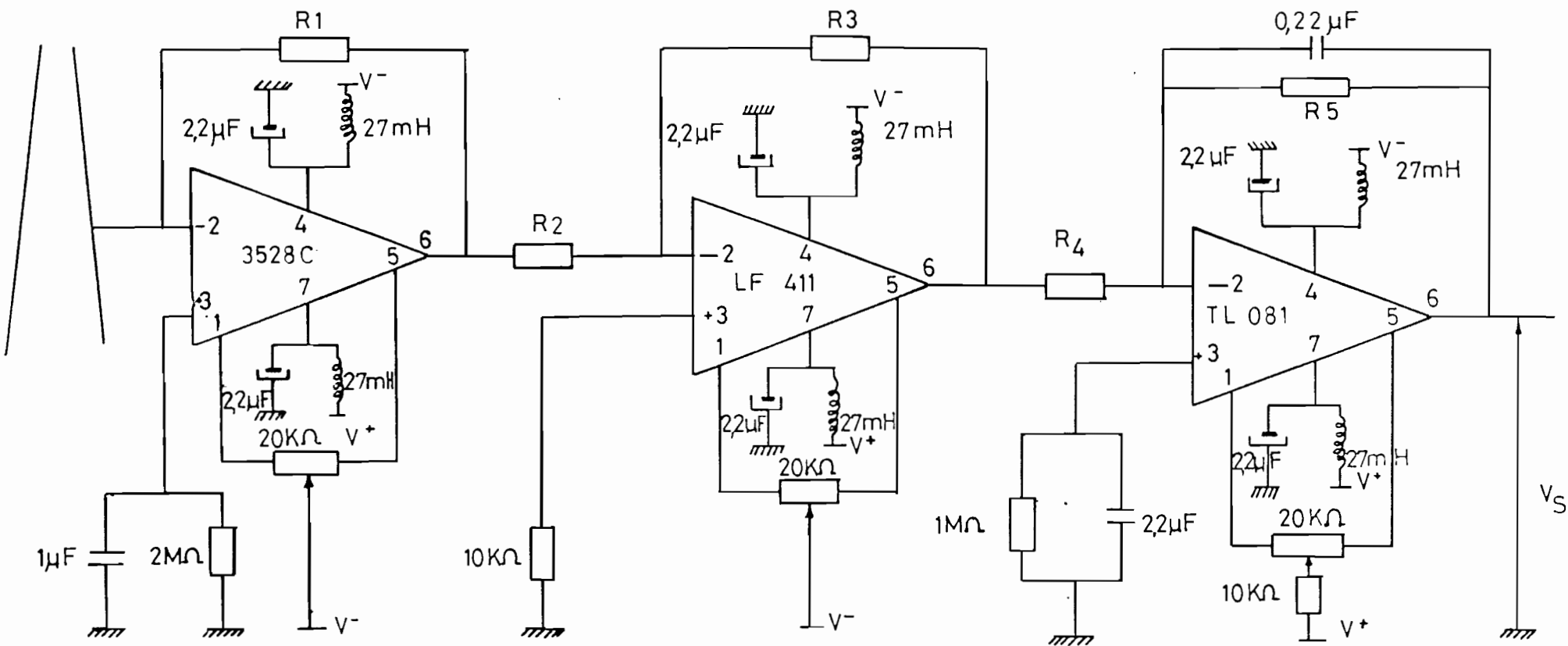


a) CAS D'INFLUENCE



b) CAS DE TRANSFERT DE CHARGE

Figure 7 : SIGNAL BRUT ISSU DU CONE CONDUCTEUR



$R_1 = 2\text{ M}\Omega$

$R_2 = 10\text{ k}\Omega$

$R_4 = 10\text{ k}\Omega$

$R_5 = 1\text{ M}\Omega$

$R_3 = 100\text{ k}\Omega, 200\text{ k}\Omega, 300\text{ k}\Omega$

Figure 8 : SCHEMA DE L'ELECTRONIQUE DES CAPTEURS

courant tension se fait à travers une résistance R_1 à couche de carbone :

$$R_1 = 2 \text{ M}\Omega$$

- Le deuxième étage , grâce à un amplificateur opérationnel type LF 411, multiplie V_1 par le rapport R_3/R_2 . Pour chacun des capteurs , R_2 est égale à $10 \text{ K}\Omega$, tandis que R_3 prend les valeurs suivantes $100 \text{ K}\Omega$, $200\text{K}\Omega$, $300 \text{ K}\Omega$, respectivement pour les trois capteurs .

- Le dernier étage est purement intégrateur , il est composé essentiellement d'un amplificateur opérationnel et d'un condensateur céramique de $0,22\mu\text{F}$. Soit i le courant à amplifier et à intégrer

V_1 : tension de sortie du premier amplificateur

$$V_1 = R_1 i$$

V_2 : tension de sortie du deuxième amplificateur

$$V_2 = \frac{R_3}{R_2} v_1 = \frac{R_3}{R_2} R_1 i$$

I : courant à travers la résistance R_4 ou courant d'entrée du dernier étage

$$I = \frac{V_2}{R_4} = \frac{R_3}{R_2} \frac{R_1}{R_4} i$$

$$\frac{R_3}{R_2} > 1 \quad \text{et} \quad \frac{R_1}{R_4} > 1$$

R_1 et R_4 sont identiques pour tous les capteurs et respectivement égales à $2 \text{ M}\Omega$ et $10 \text{ K}\Omega$

il en résulte que le courant I est le courant i amplifié .

La tension V_S à la sortie de l'électronique est :

$$V_S = \frac{1}{C} \int I dt = \frac{1}{C} \frac{R_1}{R_4} \frac{R_3}{R_2} \int i dt$$

$$V_S = \frac{R_1}{R_4} \cdot \frac{R_3}{R_2} \cdot \frac{q}{C}$$

$$V_S = K \cdot q$$

2-1-3 SIGNAL A TRAITER

2-1-3-1 FORME DU SIGNAL

BRADLEY et STOW (1973) ont étudié la variation de la charge Q induite sur un cylindre conducteur par une charge ponctuelle q en mouvement à l'intérieur de celui-ci. Cette étude appliquée à un cône, a permis de prédéterminer la forme du signal généré par une charge ponctuelle traversant le cône mesureur suivant l'axe de celui-ci (HOUNGNINO 1987). On a considéré la variation de Q/q suivant l'axe z , d'abord pour un cylindre de rayon r et ensuite pour un autre de rayon R . On admet par ailleurs que l'effet du cylindre de rayon r est prépondérant lorsque la goutte s'engage dans le mesureur, mais au delà de $z=0$, c'est le cylindre de rayon R qui domine. L'allure de la courbe $Q/q = f(z)$ est celle qui suit la courbe en pointillé au début puis celle en trait plein à partir de $z=0$ (figure 9). Cette courbe indique que l'influence a lieu sur une distance de 27cm, alors que le cône sensible ne mesure que 20cm. La courbe $Q/q = f(z)$ est analogue à celle du signal de sortie de l'électronique (figure 10).

La figure 10 représente donc le signal issu du cône mesureur après amplification et intégration. La goutte chargée étant en déplacement à l'intérieur du cône, la charge induite varie en fonction de sa position.

Géométrie du cône

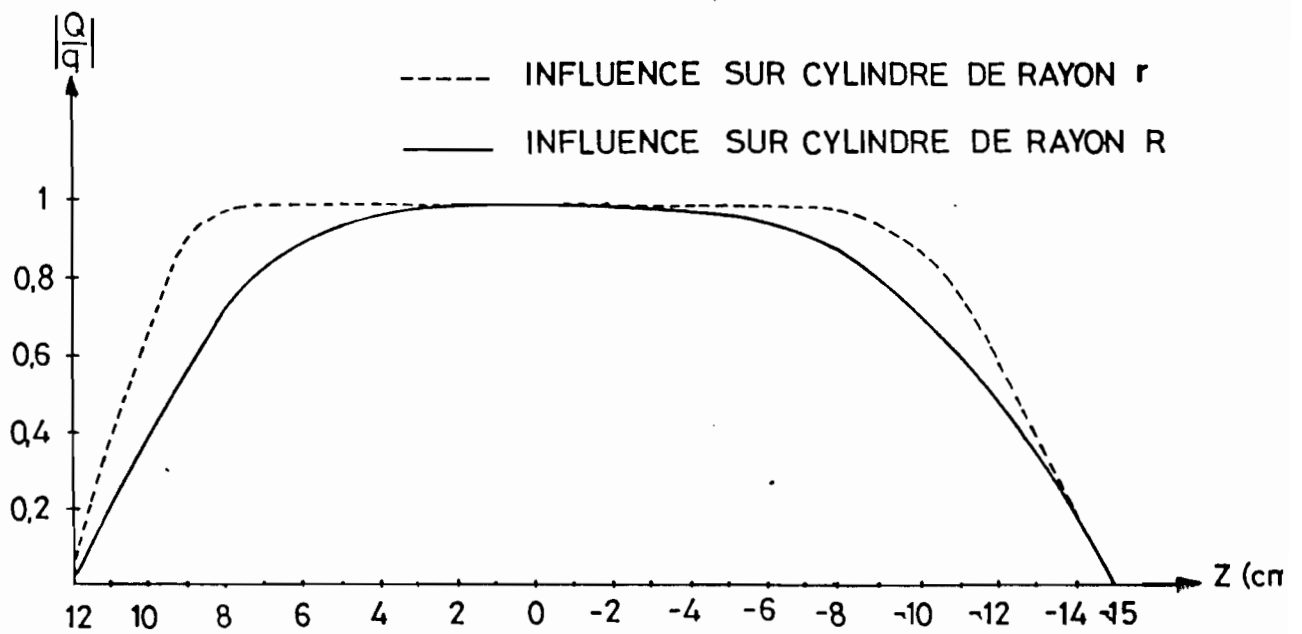
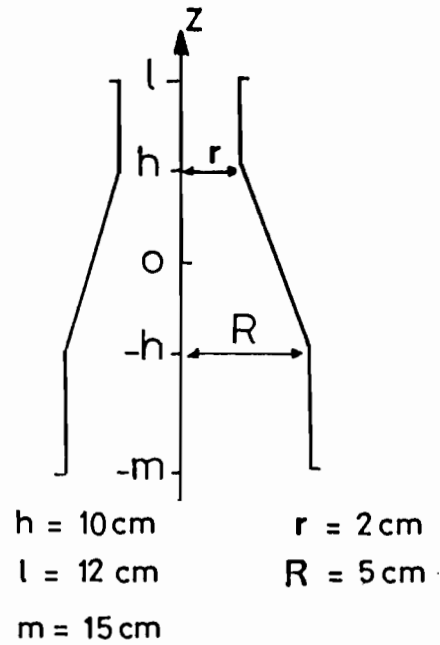
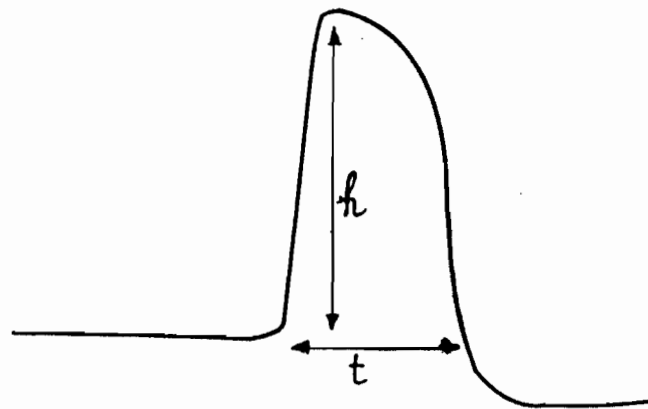
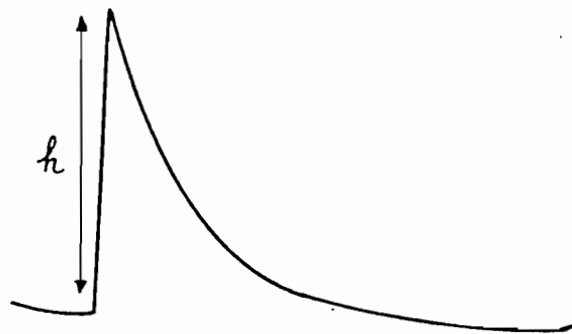


Figure 9 : INFLUENCE D'UNE CHARGE A TRAVERS LE CONE MESUREUR



a) CAS D'INFLUENCE



b) CAS DE TRANSFERT DE CHARGE

Figure 10 : VARIATION DE LA CHARGE DU CONE PENDANT LE PASSAGE DE LA GOUTTE :
SIGNAL AMPLIFIE PUIS INTEGRE.

L'exploitation du signal concerne : l'amplitude h , elle est proportionnelle à la charge et la largeur t qui correspond au temps de passage de la goutte chargée dans le capteur.

La taille des gouttes chargées est déduite de leur vitesse de chute, elle même déduite du temps t mis pour parcourir 27cm à travers le cône (CF courbe GUNN-KINZER).

Les gouttes qui ont touché l'intérieur du cône lui transfèrent directement leur charge individuelle, dans ce cas seule la charge de la goutte peut être connue.

2-1-4 ETALONNAGE DU CAPTEUR

2-1-4-1 ETALONNAGE THEORIQUE

A partir de la valeur des composants électroniques, il est possible d'étalonner théoriquement chaque capteur.

Nous avons vu précédemment que :

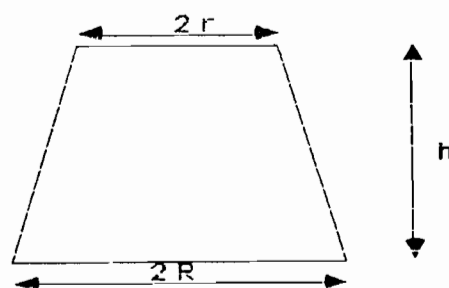
$$V_S = K.q \text{ (amplitude du signal proportionnelle à la charge } q \text{)}$$

En réalité si q est la charge de la goutte traversant le capteur, la charge induite sur le tronc de cône est $\alpha.q$. α est le coefficient d'IMYANITOV, il dépend de la géométrie du capteur ; il est égal à 1 lorsque l'influence est totale.

$$r = 2 \text{ cm}$$

$$R = 5 \text{ cm}$$

$$h = 20 \text{ cm}$$



$$\alpha = \frac{h}{2 \cdot \sqrt{\frac{h^2}{4} + r_m^2}} = 0,95 \quad (\text{avec } r_m = \frac{r+R}{2})$$

V_S devient égale à :

$$V_S = \frac{R_1}{R_4} \cdot \frac{R_3}{R_2} \cdot \frac{\alpha q}{C} = K_t \cdot q$$

Suivant les différentes valeurs de R_3 on trouve K_t de chacun des capteurs:

R_3 (K Ω)	100	200	300
K_t (mV.pC ⁻¹)	8,6	17,3	25,9

2-1-4-2 ETALONNAGE PRATIQUE

La manipulation consiste à générer des gouttes d'eau chargées qui vont traverser le capteur. On mesure ensuite l'amplitude V_S du signal à la sortie du capteur.

Nous avons repris la méthode utilisée par BRADLEY et STOW (1973). A l'aide d'un générateur haute tension, on polarise (environ à + ou -1000V) l'aiguille d'une seringue hypodermique remplie d'eau distillée qui, sous l'effet de la pression atmosphérique produit des gouttes identiques et sphériques.

Une goutte de rayon r tombant de l'extrémité de l'aiguille portée au potentiel U , acquiert une charge q :

$$q = 4 \pi \epsilon r U$$

On connaît le rayon r de la goutte à partir de son volume lui même déduit du volume de n gouttes recueillies dans une éprouvette graduée (n aussi élevé que possible pour réduire les erreurs).

Il est possible aussi de connaître directement la charge à l'aide d'un électromètre utilisé en Coulomb-mètre. L'aiguille étant à un potentiel constant et sous pression constante, elle émet des gouttes identiques de même charge qui sont récupérées dans un récipient conducteur branché à l'électromètre ; le récipient voit sa charge augmentée d'une valeur constante chaque fois qu'une goutte lui transmet sa charge. Pour n gouttes collectées correspondant à une augmentation de charge Q , on déduit la charge unitaire $q = Q/n$.

C'est ainsi que pour des gouttes de charge connue chacun des différents capteurs fournit des impulsions d'amplitude V_s .

Désignons par C1, C2, C3 les capteurs ayant respectivement pour R_3 :

100k Ω , 200k Ω , 300k Ω

Tension aiguille U (V)		650	1000	2000
q (pC)		64	98	192
C1	V_s (mV)	400	620	1220
	K_p (mV.pC ⁻¹)	6,25	6,32	6,35
C2	V_s (mV)	800	1250	2400
	K_p (mV.pC ⁻¹)	12,5	12,8	12,5
C3	V_s (mV)	1250	1900	
	K_p (mV.pC ⁻¹)	19,5	19,4	

CAPTEUR	C1	C2	C3
K_p Moyen	6,3	12,6	19,5

En comparant l'étalonnage théorique à l'étalonnage pratique, il y a une erreur de 25%. Cet écart s'explique par les courants de fuite dans le circuit, par l'erreur attachée à la valeur des résistances et du condensateur utilisés et par les défauts de forme qui interviennent au niveau de l'intégrateur et qui ont pour effet de réduire la crête du signal.

Cas de transfert de charge

En présence du vent, la goutte ne chute pas suivant la verticale. Elle est déviée par rapport à celle-ci. Dans ce cas elle peut heurter la paroi interne du cône mesureur. Il n'y a plus influence électrostatique mais transfert de charge.

Le capteur après avoir reçu toute la charge transmise par la goutte se décharge entièrement comme un condensateur. Le coefficient α devient égal à 1 (figure 10b).

TRANSFERT DE CHARGE THEORIQUE

CAPTEUR	C1	C2	C3
K_t (mV.pC ⁻¹)	9	18	27

TRANSFERT DE CHARGE PRATIQUE

CAPTEUR	C1	C2	C3
K_p (mV.pC ⁻¹)	6,5	12,9	20

2- 2 MESURE DU CHAMP ELECTRIQUE

Les variations du champ électrique ont été enregistrées grâce à un

moulin à champ vertical mis au point par l'Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (O . N . E . R . A) : (figure 11a)

Le mesureur fonctionne sur le principe suivant : la surface d'un conducteur placé dans un champ électrique qui lui est normal , présente une densité superficielle de charge σ .

$$\sigma = \epsilon E$$

L'électronique du moulin à champ délivre une tension continue proportionnelle à l'intensité du champ électrique atmosphérique .

2-2-1 MOYEN D'ETALONNAGE

On place le moulin dans un champ E créé entre deux plaques métalliques séparées d'une distance d et portées à une ddp U . On relève la tension correspondante V à la sortie de l'électronique (figure 11b) .

$$E = U/d$$

La courbe $E = f(V)$ est une droite dont la pente k relie E à V .

La constante du moulin utilisé est $k = 10,6 \text{ Vm}^{-1}/\text{mV}$

2-3 MESURE DU COURANT DE MAXWELL

2-3-1 MOYEN DE MESURE

Le courant de Maxwell englobe tous les courants qui interviennent à la surface de la terre . Pour le mesurer on choisit une petite surface isolée assimilable à la surface du sol qu'on relie à la terre à travers un électromètre . BLAKESLEE et KRIDER (1981) ont utilisé cette méthode au NASA KENNEDY Space Center.

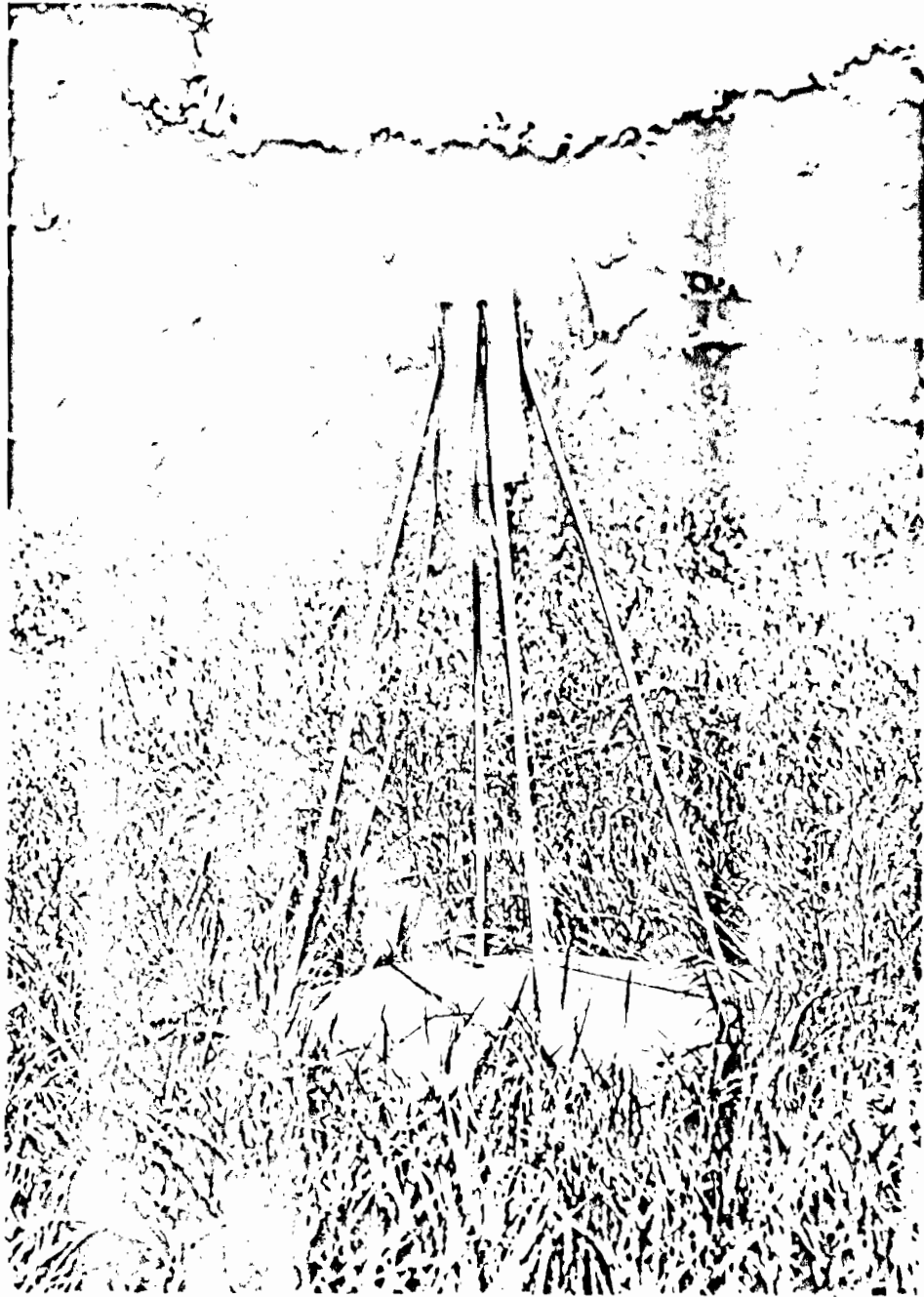


FIGURE 11a : LE MOULIN A CHAMP

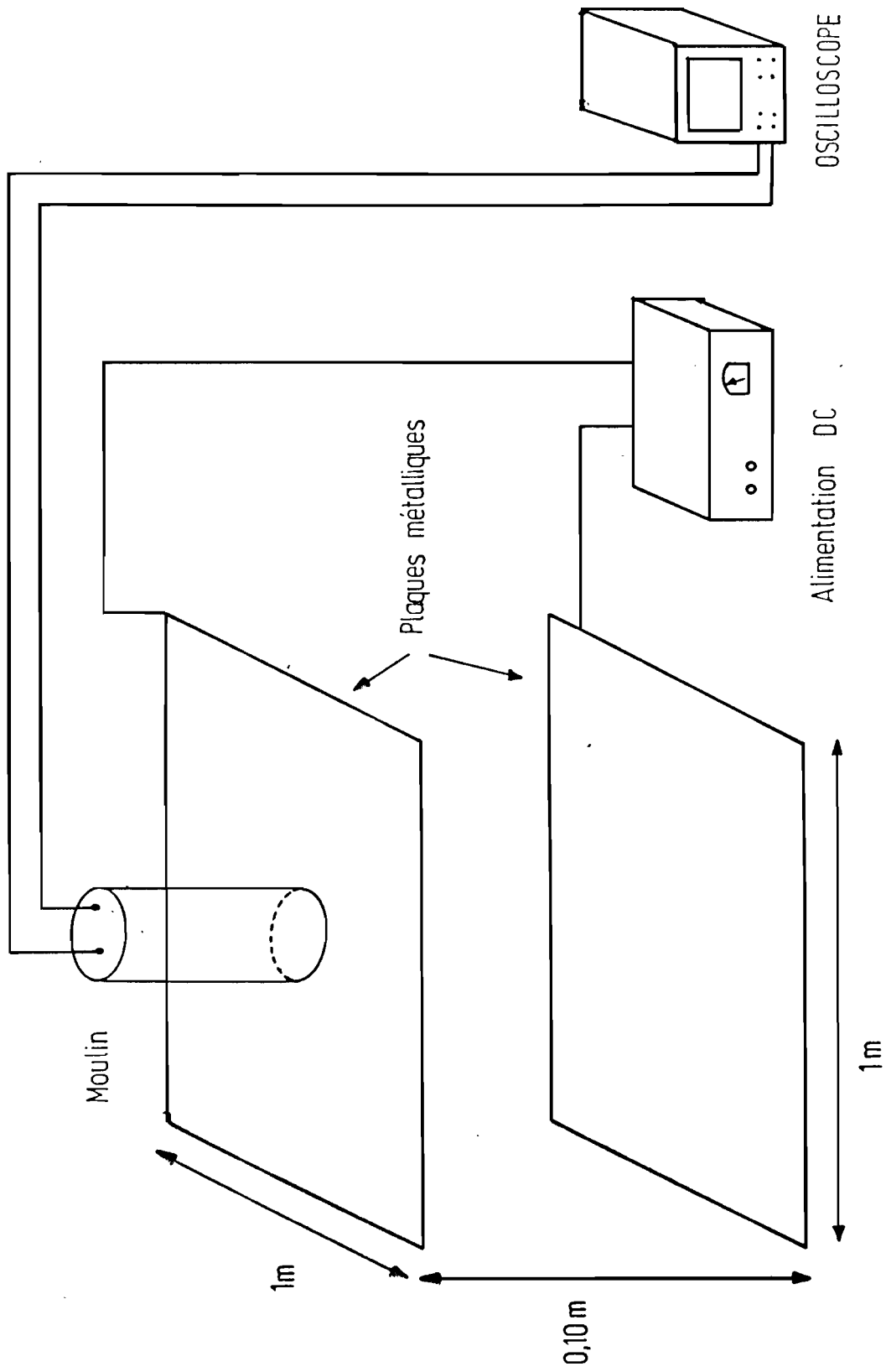


Figure 11b : Dispositif d'éclatage du moulin à champ.

2-3-2 MESUREUR DU COURANT DE MAXWELL

Une plaque métallique recouverte de gazon est posée sur des supports isolants , le niveau du gazon coïncide avec le sol . Une électronique permet d'écouler virtuellement à la terre toutes les charges mises en jeu à la surface du gazon et transmises à la plaque conductrice : figures 12a .

2-3-3 ELECTRONIQUE

Elle se compose essentiellement d'un étage amplificateur courant-tension type 3528C , à haute impédance d'entrée et à courant d'offset très faible de l'ordre de 10^{-5} nA . Cette transformation à travers une résistance de $2\text{ M}\Omega$, fournit une tension proportionnelle au courant de Maxwell relatif à la surface de la plaque : figure 12b .

Le circuit est logé dans un boîtier métallique relié à la masse pour être blindé .

2-3-4 ETALONNAGE

En supposant que les courants de fuite sont négligeables au niveau de l'amplificateur opérationnel ,

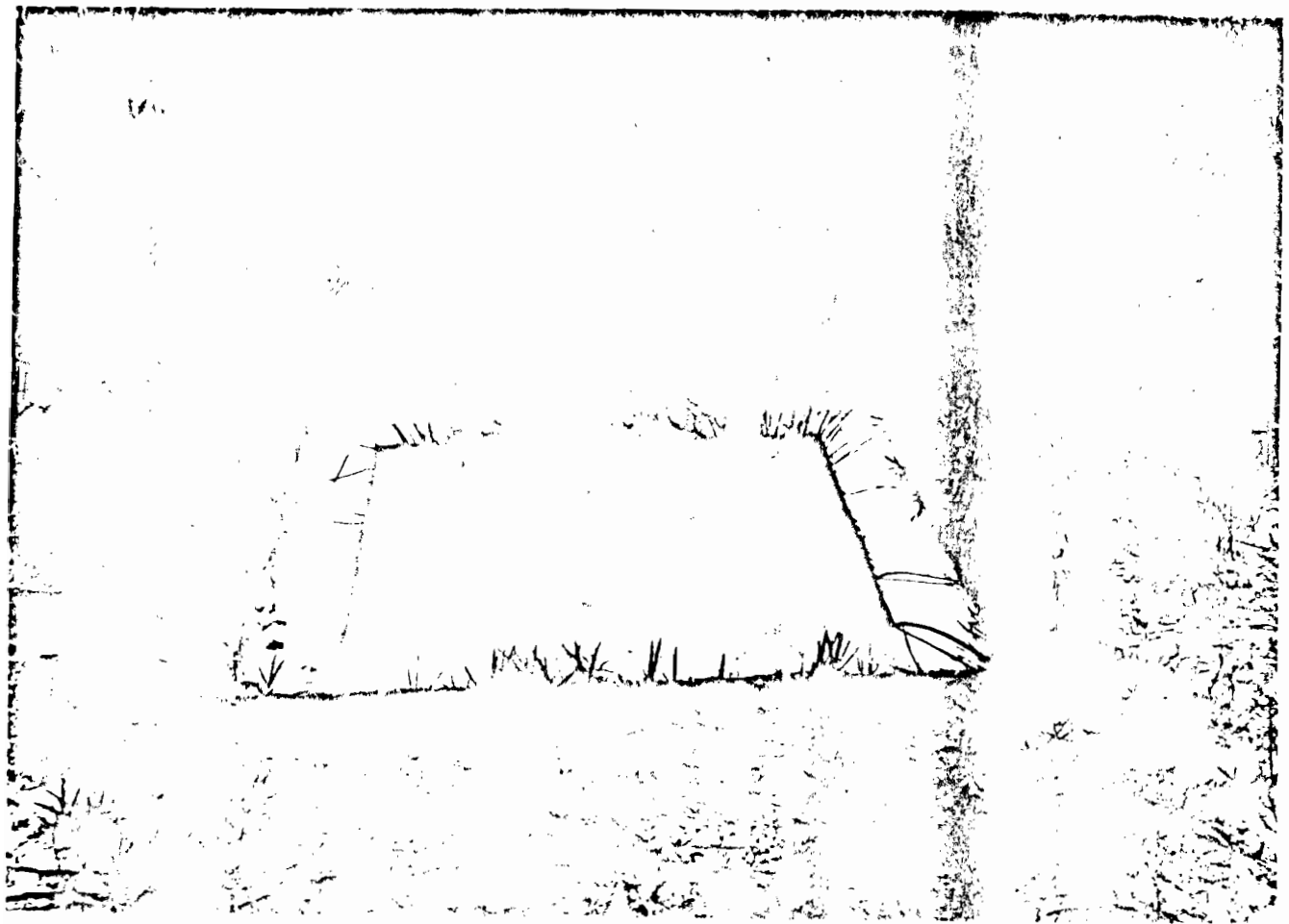
$$V = R \cdot i \quad R = 2 \cdot 10^6 \Omega$$

V est la tension de sortie du mesureur

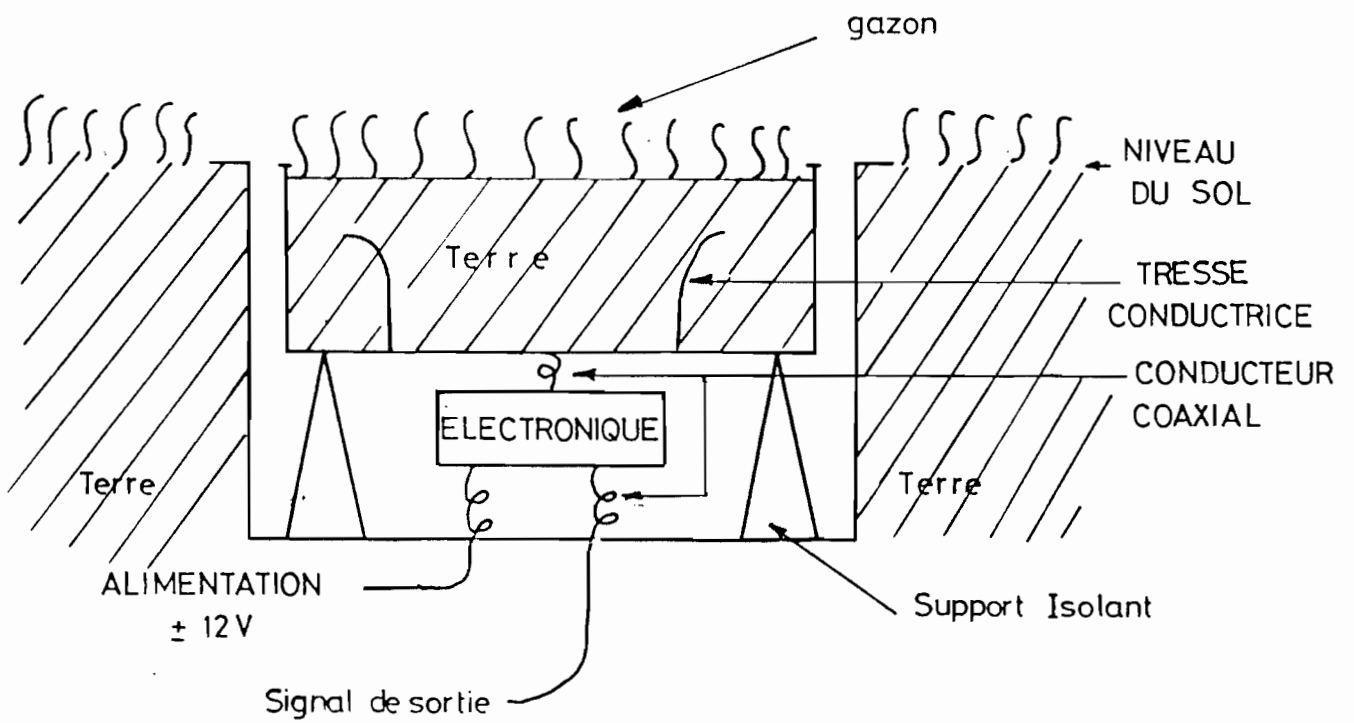
i est le courant s'écoulant de la plaque à la terre

$$V = K_{mt} \cdot i \quad K_{mt} = 2 \text{ mV} \cdot \text{nA}^{-1}$$

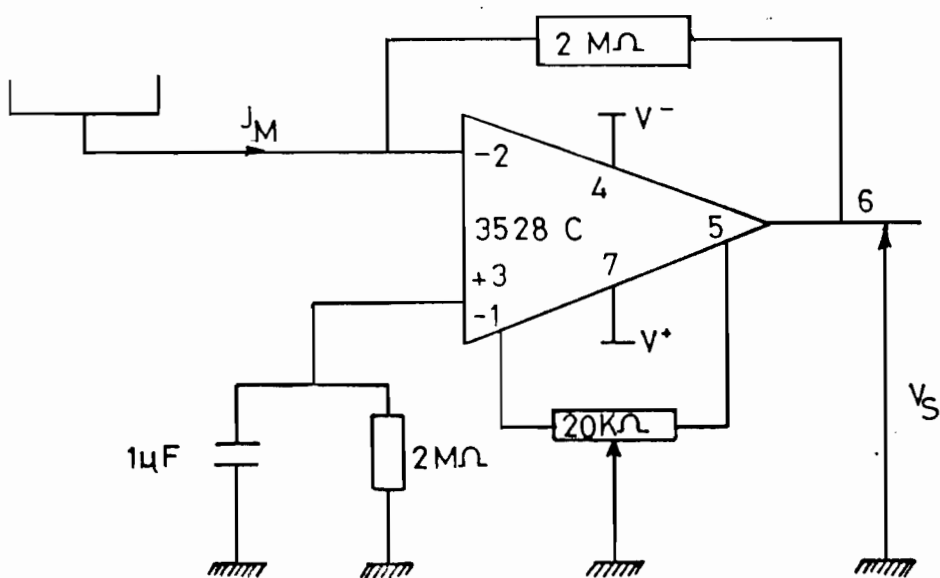
Dans la pratique , on remplace la plaque par un générateur de courant



DISPOSITIF MESUREUR DE COURANT DE MAXWELL



re 12 a : MESUREUR DU COURANT DE MAXWELL



re 12 b : SCHEMA DU TRANSFORMATEUR DU COURANT DE MAXWELL EN TENSION

dont l'intensité i fournie est mesurée par un nanoampèremètre. On relève la tension U à la sortie de l'électronique. Le tracé de U en fonction de i est une droite de pente K_{mp} : Figures 13a, 13b.

$$K_{mp} = 2,3 \text{ mV.nA}^{-1}$$

2-4 ENREGISTREMENT DES DONNEES

Tous les mesureurs présentés dans les paragraphes précédents, fournissent des informations sous forme analogique qui sont stockées au cours des événements orageux avant d'être traitées. Pour cela nous disposons de deux types d'enregistrement.

2-4-1 ENREGISTREMENT MAGNETIQUE

La figure 14 présente la chaîne de mesure.

Chacun des trois capteurs mesureurs de charge de gouttes fournit des variations de tension dues aux gouttes chargées qui le traversent. De même, le moulin à champ fournit des variations de tension proportionnelles au champ électrique. Par un câble coaxial d'impédance caractéristique égal à 50Ω , chaque paramètre est appliqué à un Voltage Controlled Oscillator (V.C.O.) type LM 566 et subit une transformation tension - fréquence (figure 15). Cette transformation est linéaire autour d'une fréquence centrale de 1KHz ou de 10KHz (figure 16). Deux signaux l'un modulé à 1KHz et l'autre à 10KHz sont ensuite mélangés et enregistrés sur le canal 1 ou 2 d'un magnétophone U H E R REPORT STEREO 4400.

Les orages très violents perturbent systématiquement le réseau de

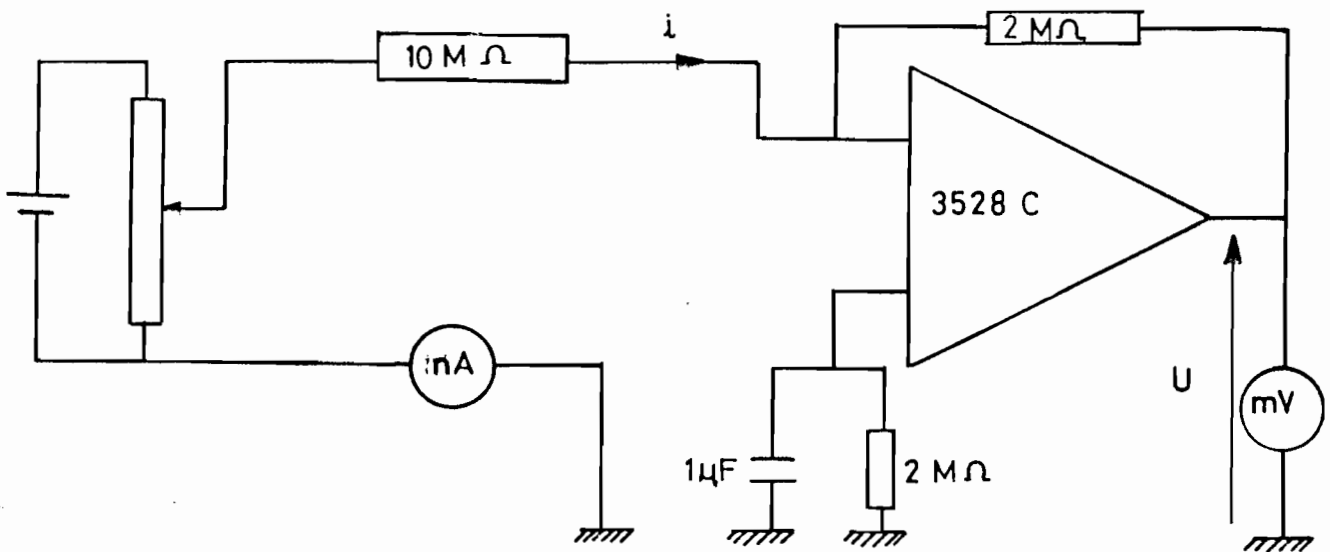


Figure 13a : MONTAGE

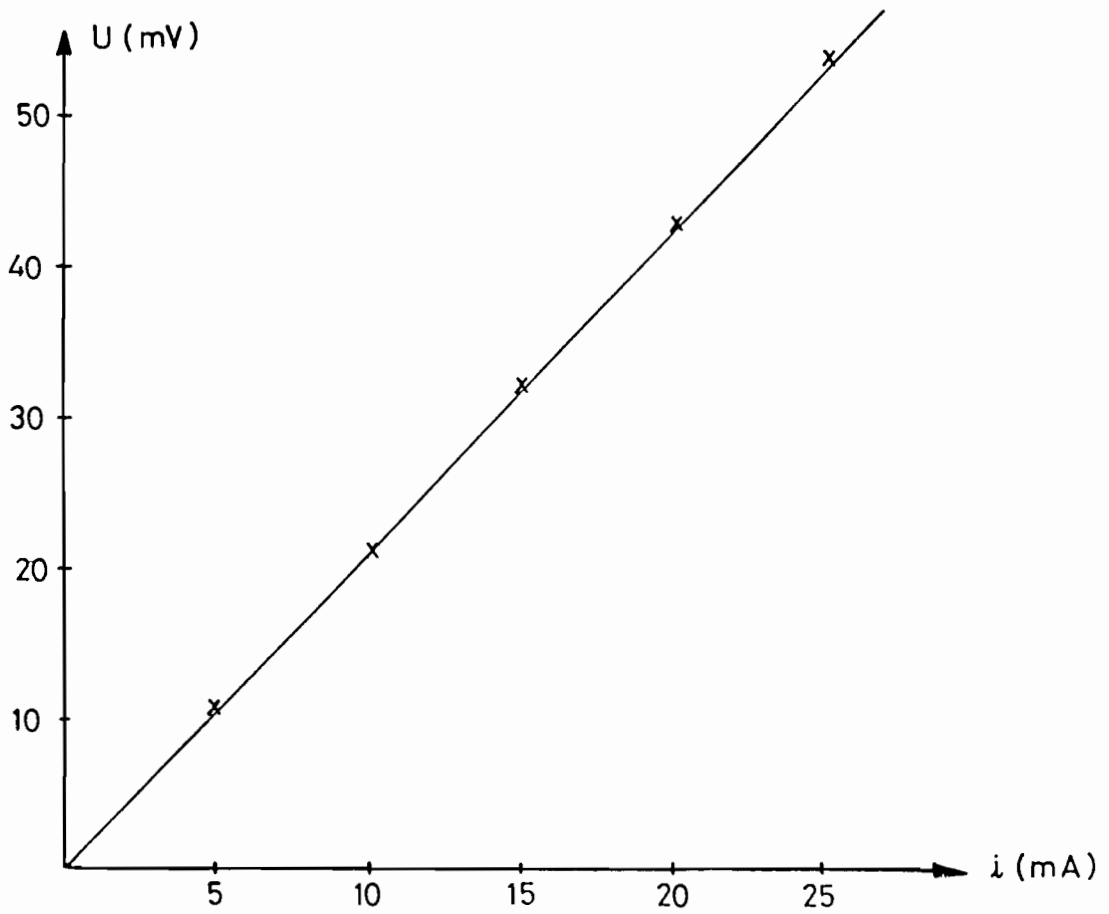
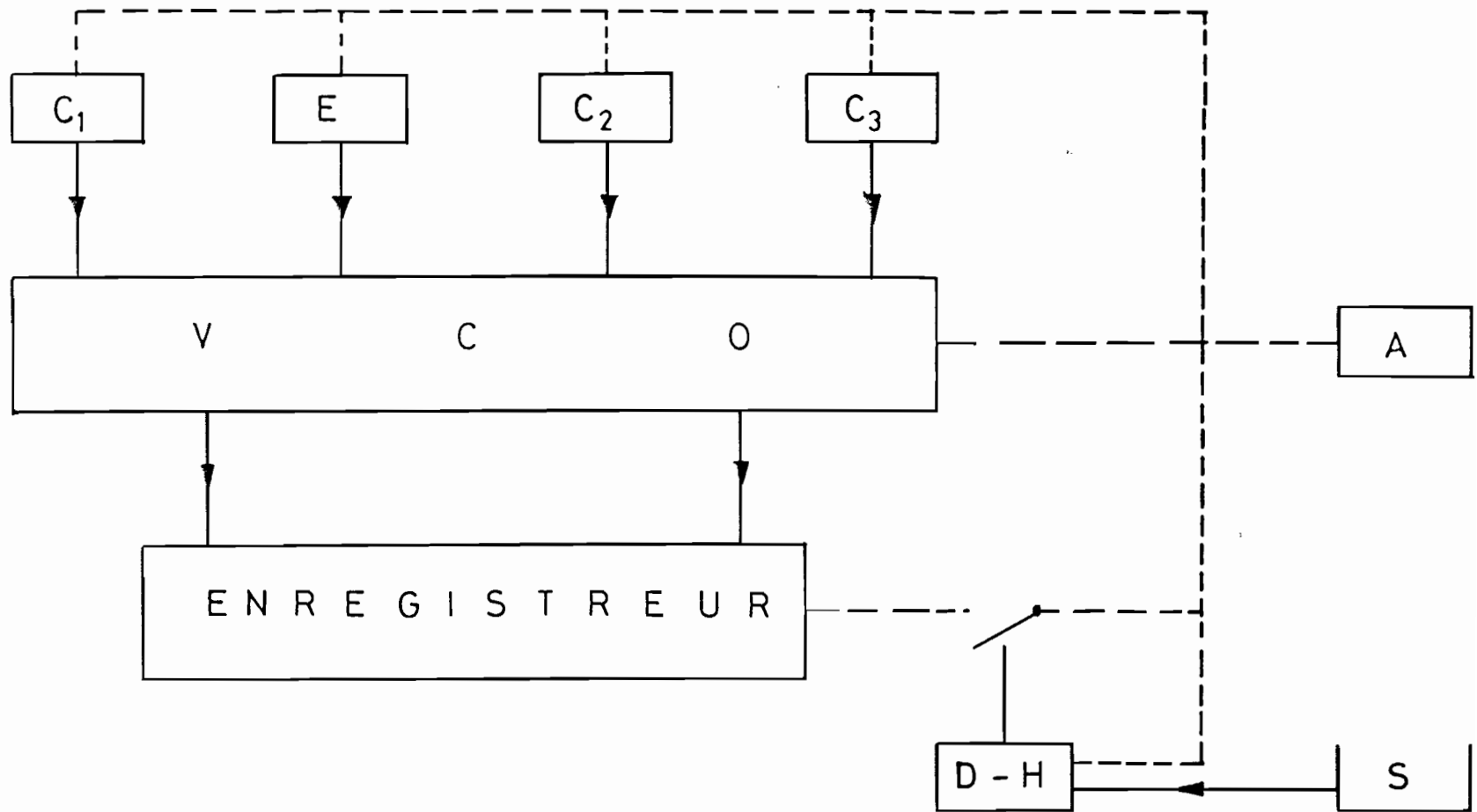


Figure 13b : Courbe $U = f(i)$

ETALONNAGE DU MESUREUR DU COURANT
DE MAXWELL



- D-H = Déclencheur - Horloge
 S = Sonde détectrice de pluie
 A = Alimentation $\pm 12V$
 --- Circuit d'alimentation
 ——— Circuit signal

Figure 14 : CHAINE DE MESURE

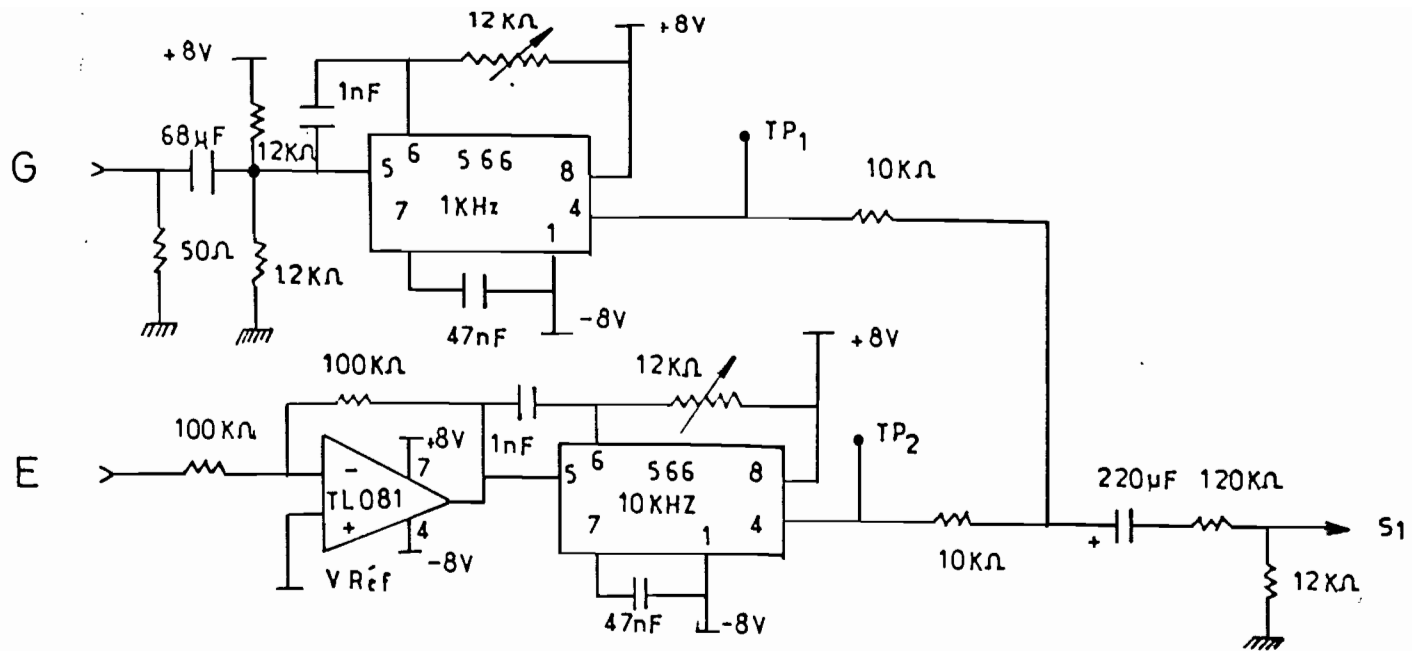
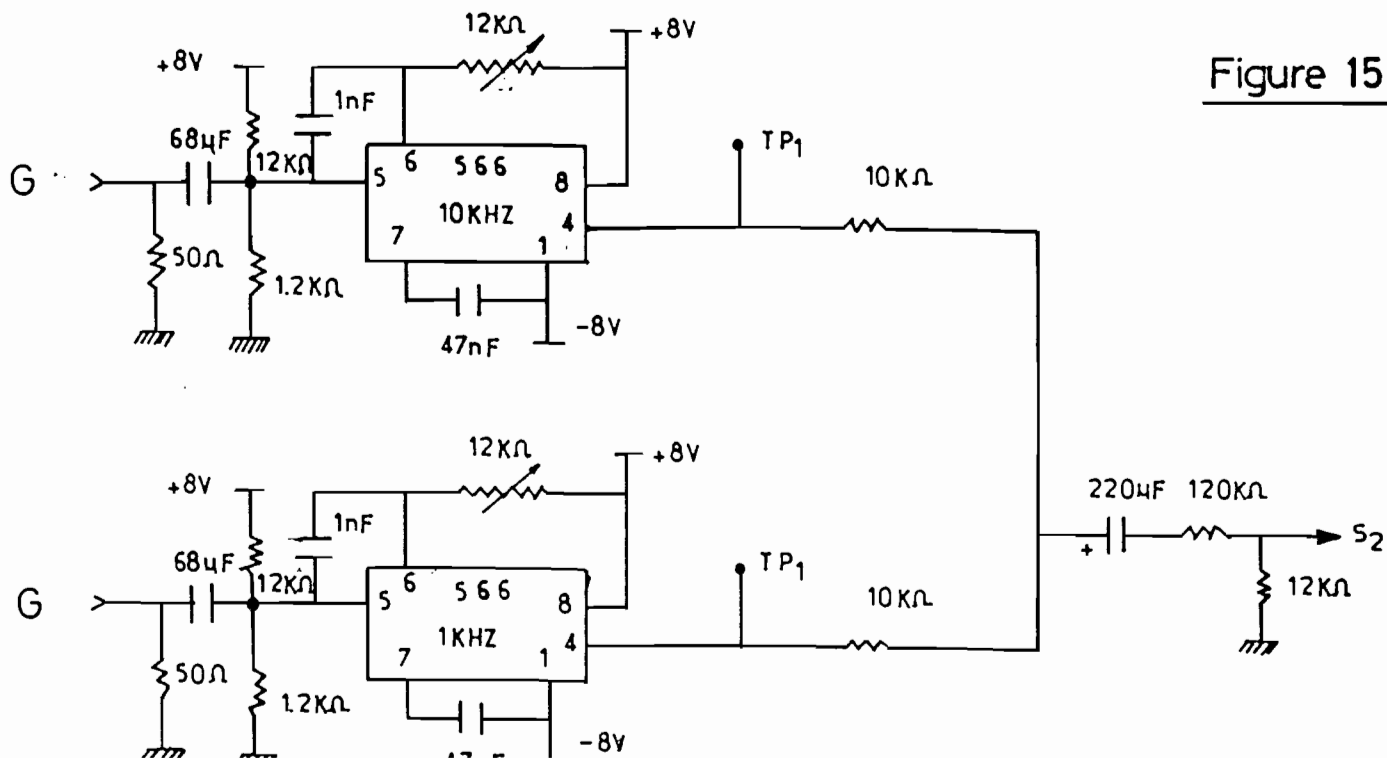


Figure 15 : VCO MODULATEUR



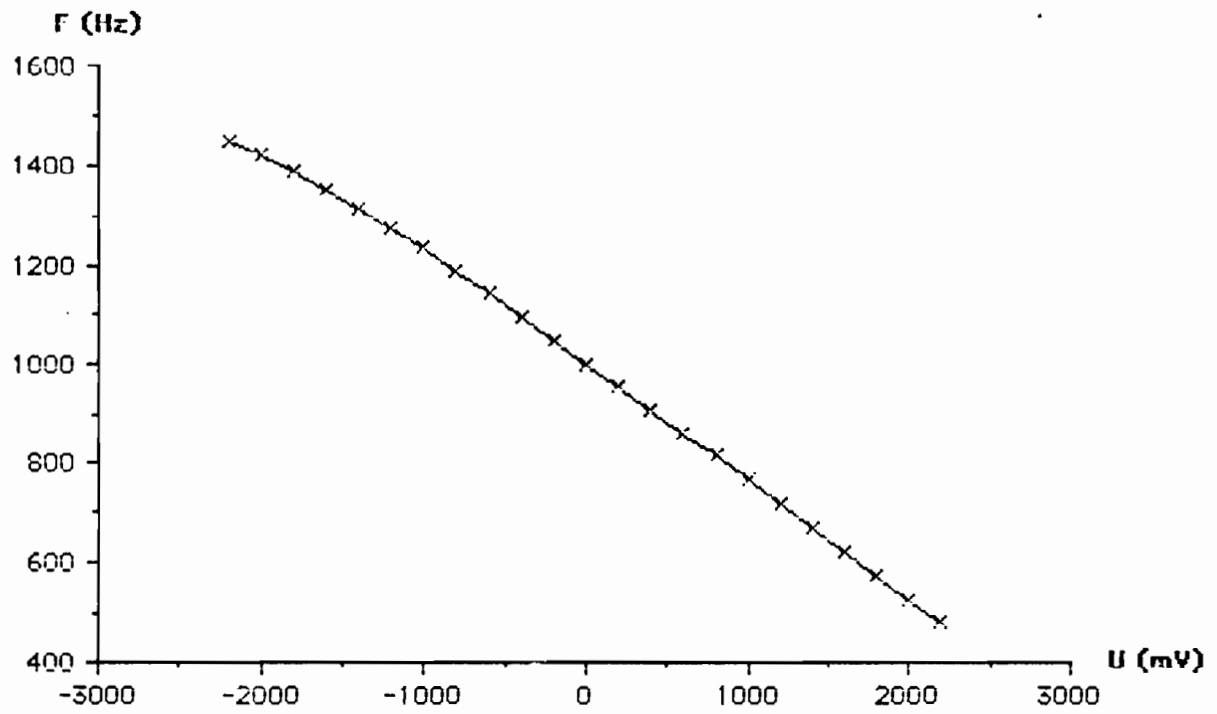


Figure 16 : COURBE D'ETALONNAGE DU V.C.O. 1KHZ

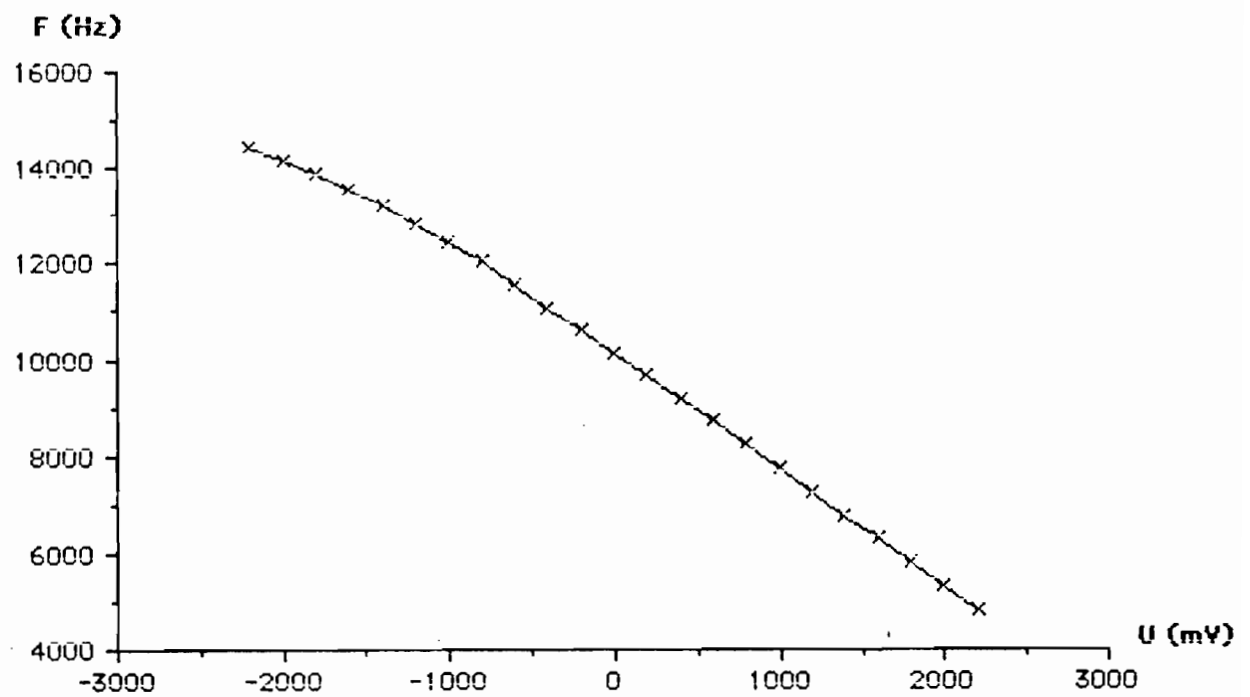


Figure 16' : COURBE D'ETALONNAGE DU V.C.O. 10KHZ

distribution électrique . Pour s'affranchir de ce problème , tous les capteurs sont alimentés en permanence par le réseau électrique national secouru par un convertisseur de grande autonomie .

Un système de déclenchement automatique auquel est associée une horloge , relié à un collecteur de gouttes de pluie fonctionne à partir d'une hauteur d'eau limite tombée . Ce système bascule quelques instants après le début de la précipitation et met en marche le magnétophone pour une durée d'une heure . Au terme de ce temps , le système se bloque et garde en mémoire l'heure exacte du déclenchement . Il ne pourra être remis en attente de fonctionnement que manuellement .

Après l'enregistrement des variations de fréquence sur bande magnétique , on peut restituer les signaux originaux issus de chaque mesureur en envoyant l'enregistrement sur un démodulateur monté en cascade avec un Phase Locked Loop (P.L.L.) L.M. 565 (figure 17) . Le démodulateur filtre les signaux issus du magnétophone et sépare les différentes gammes de fréquence qui subissent ensuite une transformation linéaire fréquence-tension (figure18) .

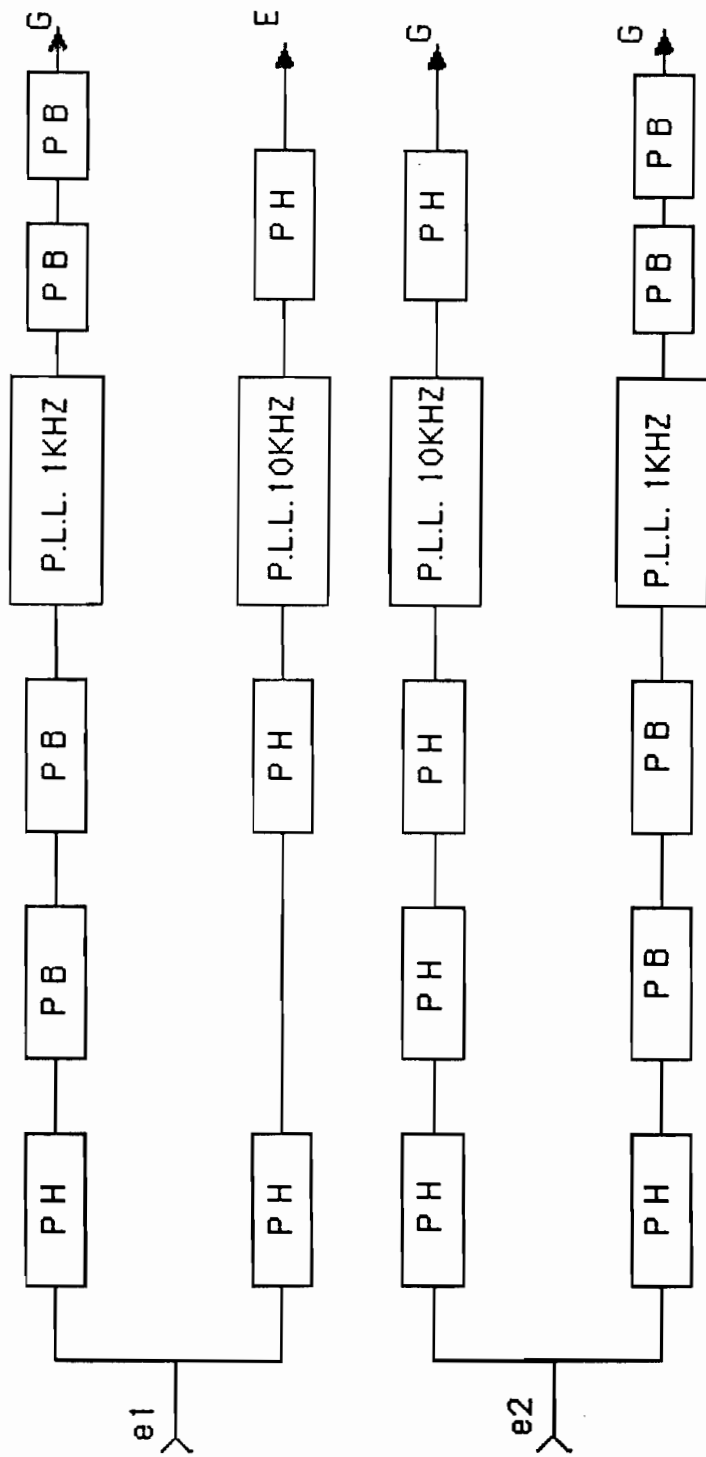
2-4 -1 -1 ETALONNAGE DU SYSTEME D'ACQUISITION

Cette opération consiste à enregistrer à partir du v.c.o. un signal d'amplitude V_S issu du capteur de goutte . On repasse ensuite l'enregistrement à travers le p.l.l. .

Le p.l.l. restitue un signal de même forme que le signal original mais d'amplitude V'_S .

$$V'_S = \beta . V_S \quad \beta = 0,87$$

En tenant compte de l'étalonnage pratique du capteur et de β on établit

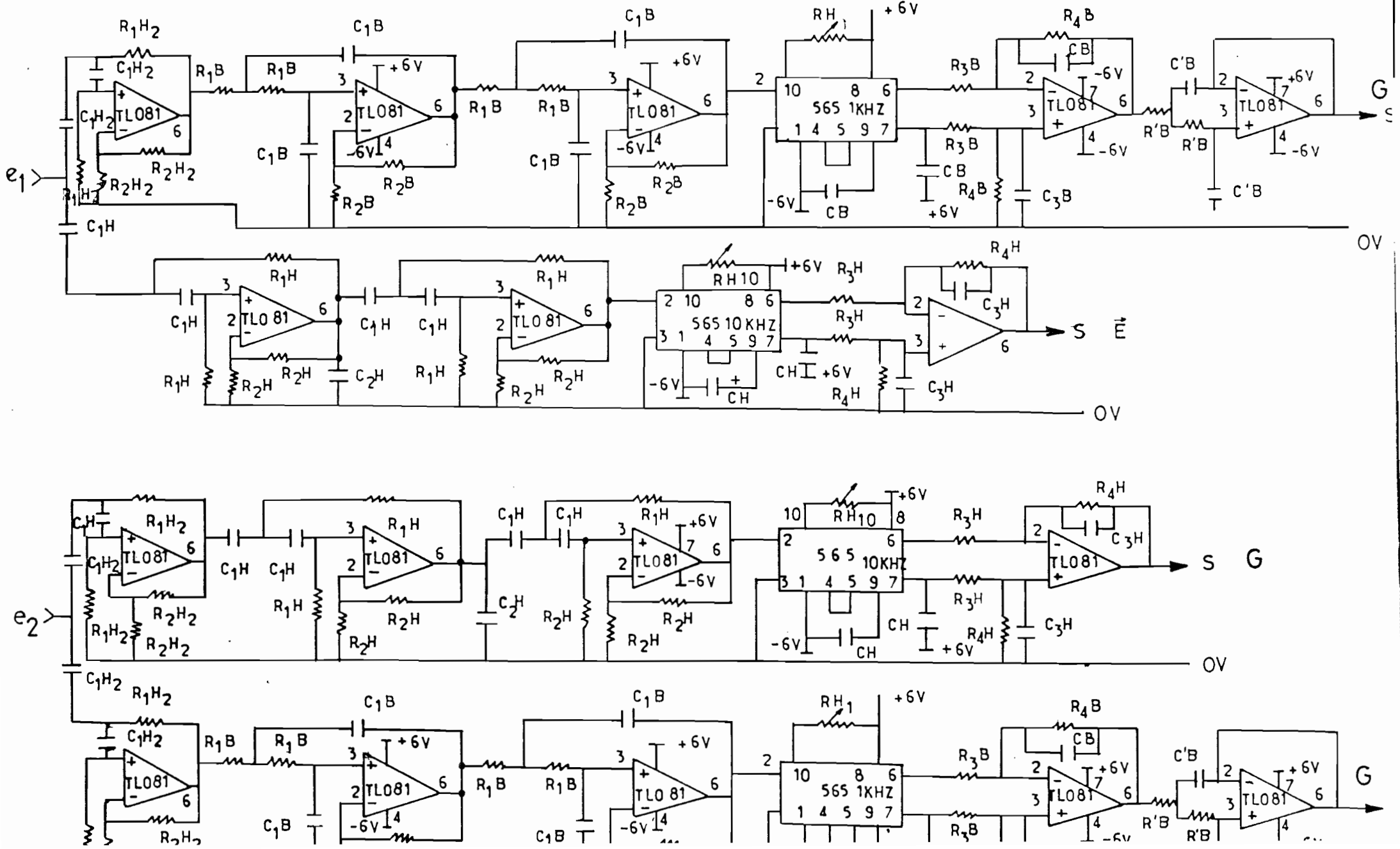


PH = FILTRE PASSE HAUT

PB = FILTRE PASSE BAS

Figure 17 : SCHEMA DE BASE DU DEMODULATEUR

Figure 17': DE MODULATEUR - PLL



NOMENCLATURE DES COMPOSANTS DU DEMODULATEUR

PASSE BAS 1		PASSE HAUT 1		PASSE HAUT 2	
DESIGNATION	VALEUR	DESIGNATION	VALEUR	DESIGNATION	VALEUR
R1B	12 K Ohm	R1H	33 K Ohm	R1H2	330 K Ohm
R2B	10 K Ohm	R2H	10 K Ohm	R2H2	5,2 K Ohm
R3B	120 K Ohm	R3H	120 K Ohm	C1H2	1 nF
R4B	330 K Ohm	R4H	330 K Ohm		
C1B	10 nF	C1H	1 nF		
C3B	40 nF	C3H	40 nF		
CB	40 nF	CH	5 nF		
C'B	10 nF	RH1	5,5 K Ohm		
R'B	56 K Ohm	RH10	6,5 K Ohm		

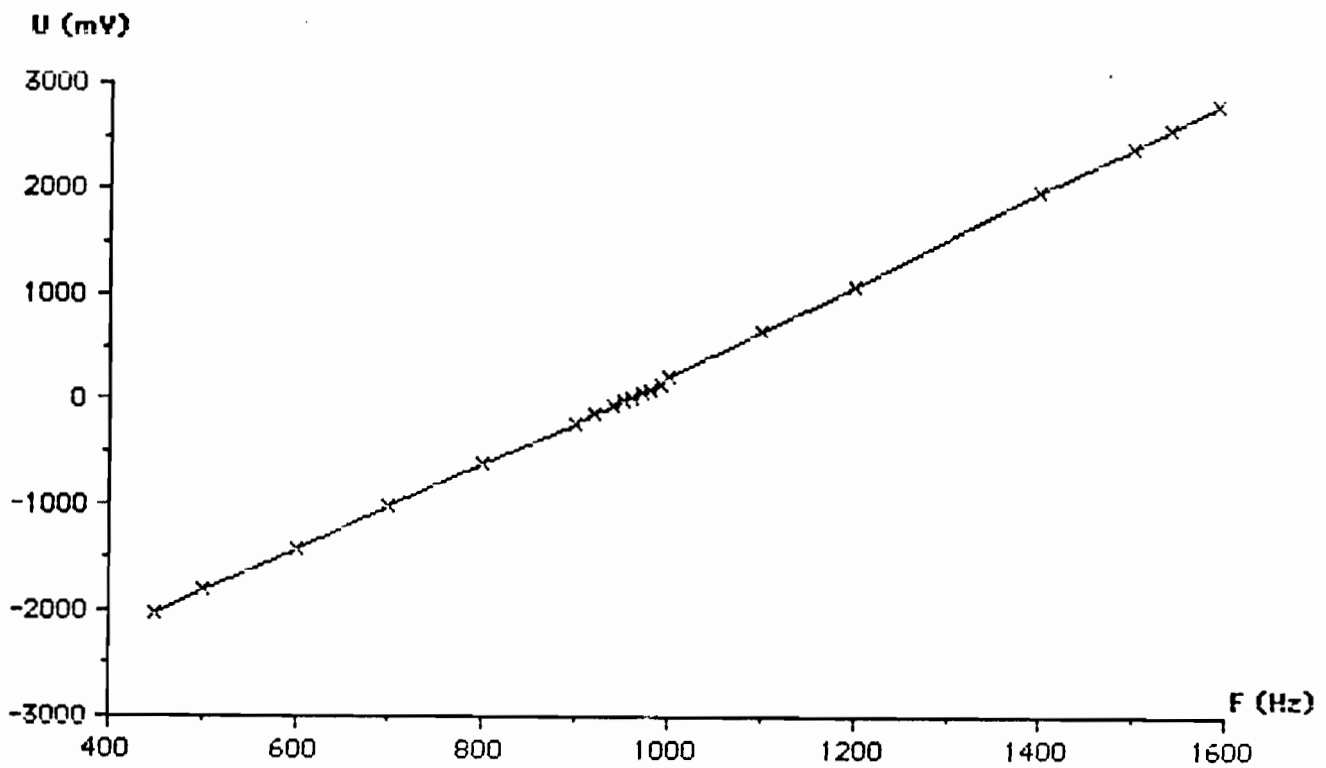


Figure 18 : COURBE D'ETALONNAGE DU P.L.L. 1KHZ

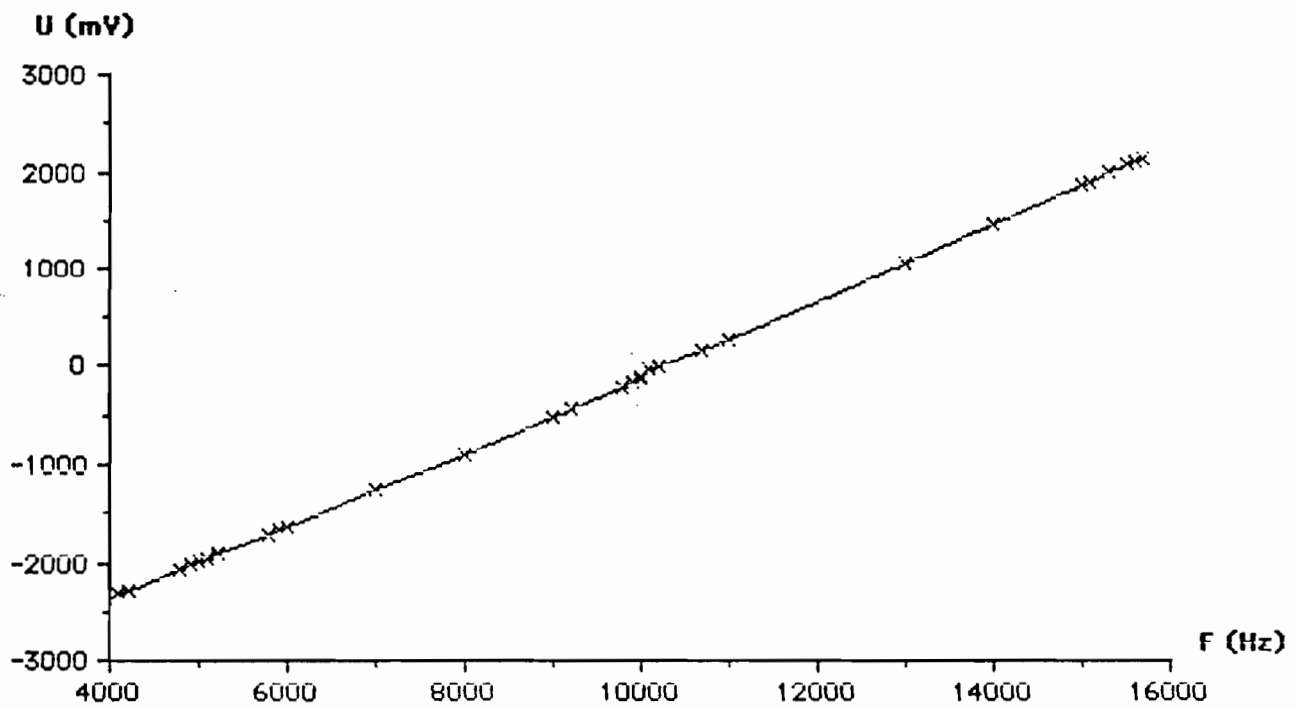


Figure 18' : COURBE D'ETALONNAGE DU P.L.L. 10KHZ

une relation de proportionnalité entre la charge q de la goutte et l'amplitude V_s du signal restitué par le p.l.l.

$$V_s = K_p \cdot q \quad (\text{amplitude du signal issu du capteur avant enregistrement})$$

$$V'_s = \beta \cdot V_s = \beta \cdot K_p \cdot q$$

$$q = \frac{V'_s}{\beta \cdot K_p} = V'_s \cdot K' = V'_s \cdot K''$$

CAS D'INFLUENCE

CAPTEUR	C1	C2	C3
$K' \text{ (pC.mV}^{-1}\text{)}$	0,183	0,082	0,056

CAS DE TRANSFERT DE CHARGE

CAPTEUR	C1	C2	C3
$K'' \text{ (pC.mV}^{-1}\text{)}$	0,178	0,080	0,054

2-4-1-2 GAMME DE MESURE DU MESUREUR DE CHARGE

Le gain de l'électronique et les performances du v.c.o. et du p.l.l. nous permettent de prévoir les charges minimale et maximale mesurables par chaque capteur.

En effet la tension maximale admise à l'entrée du v.c.o. est de 2 Volts, valeur au dessus de laquelle celui-ci "décroche". C'est donc le v.c.o. qui fixe la valeur q_{\max} de charge maximale enregistrable.

$$Q_{\max} = \frac{2 \text{ Volts}}{K_p \text{ (étalonnage pratique du capteur)}}$$

CAS D'INFLUENCE

CAPTEUR	C1	C2	C3
q_{\max} (pC)	317	159	103

CAS DE TRANSFERT DE CHARGE

CAPTEUR	C1	C2	C3
q_{\max} (pC)	308	155	100

De plus , le bruit de fond du p.l.l. est de 5mV et la tension minimum détectable par le v.c.o. est de 50 mV . Ces qualités du dispositif utilisé fixent la valeur de la charge minimum q_{\min} enregistrable .

$$q_{\min} = \frac{50 \cdot 10^{-3} \text{ volts}}{K_p \text{ (Etalonnage pratique du capteur)}}$$

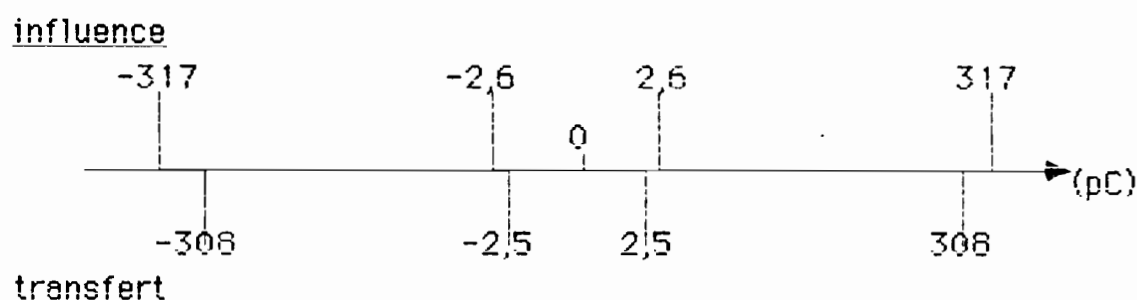
CAS D'INFLUENCE

CAPTEUR	C1	C2	C3
q_{\min} (pC)	9,9	4	2,6

CAS DE TRANSFERT DE CHARGE

CAPTEUR	C1	C2	C3
q_{\min} (pC)	7	3,9	2,5

En faisant fonctionner simultanément les trois capteurs de charge , on peut donc détecter des charges de valeurs contenues dans le domaine de validité représenté sur le schéma suivant .



On constate qu'il existe autour de zéro une zone de charge non détectable; elle représente 1% de notre propre gamme .

Parmi les mesures les plus récentes de charges portées par les hydrométéores on trouve : celles de DELANNOY et AL. (1966) qui présentent une gamme de - 240 pC à + 240 pC et celles de ANDREW et AL. (1967) qui s'étalent de -500 pC à + 200 pC . Notons que toutes ces investigations ont été faites non pas au sol mais dans le nuage d'orage . Quant aux mesures réalisées au sol on constate que nous couvrons la gamme de mesure de DESPIAU (1976) qui va de -90 pC à +90 pC et celle de SMITH (1955) de -30 pC à +40 pC .

2-4-1-3 DEPOUILLEMENT DES DONNEES

Afin d'exploiter avec une bonne précision les signaux relatifs aux charges portées par les hydrométéores , la technique suivante de traitement a été utilisée .

Du p.l.l. partent une voie du signal de charge de goutte et une autre du

champ électrique , elles aboutissent à chacune des deux entrées d'un oscilloscope à mémoire numérique et à sortie analogique reliée à une table traçante X-Y . On visualise simultanément les signaux issus des gouttes et ceux issus du champ . Puisque la propagation d'éclair influence les capteurs de charges , on élimine ainsi les types de signaux liés aux éclairs en se référant à l'état du champ . Enfin un signal issu d'une goutte présente une forme spécifique . Dès son apparition à l'écran on le met en mémoire et après l'avoir bien centré et bien dilaté on le fait reproduire par la table X-Y .

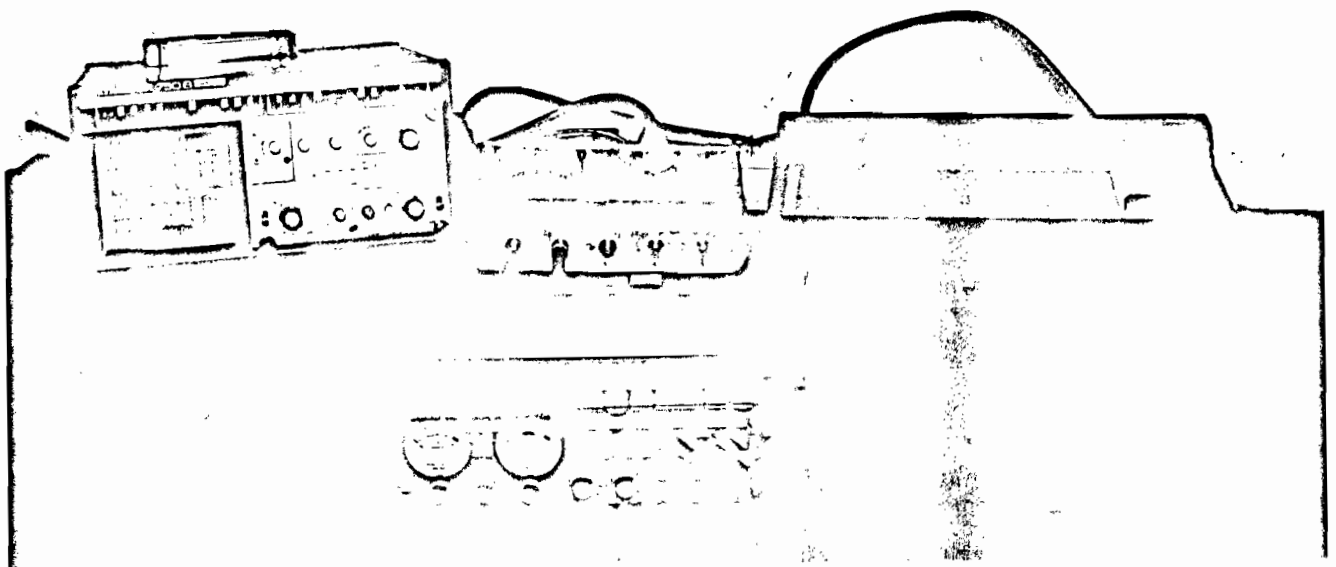
2-4 -2 ENREGISTREMENT GRAPHIQUE

Nous disposons d'un enregistreur graphique type Linear 500 possédant trois voies d'entrée et des calibres variables de tension et de vitesse de défilement du papier (base de temps) : figure 19 .

La tension de sortie analogique du moulin à champ est appliquée à une voie de l'enregistreur . Quant à la sortie du mesureur du courant de Maxwell , elle passe d'abord sur un microvoltmètre électronique continu type EVA à calibre multiple et à grande impédance d'entrée ($>1M\Omega$) , sa tension de sortie proportionnelle à la variable d'entrée est appliquée à une autre voie d'entrée de l'enregistreur . L'enregistrement graphique est continu , il permet de suivre toutes les variations du champ et du courant de Maxwell en période de beau temps comme pendant l'orage .

2 - 5 - 1 MESURE ANNEXE : MESURE DE LA DIMENSION DES GOUTTES

Le mesureur réalisé dans le but de déterminer la charge des gouttes



DISPOSITIF DE DEPOUILLEMENT DES DONNEES
ENREGISTREES

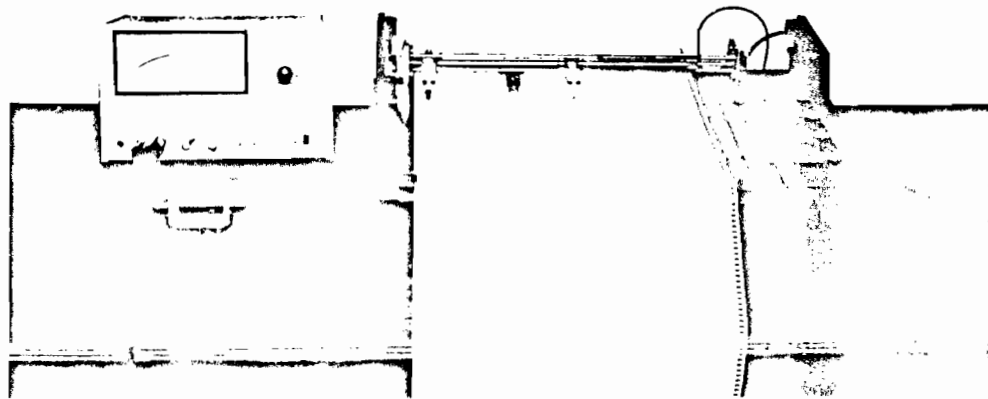
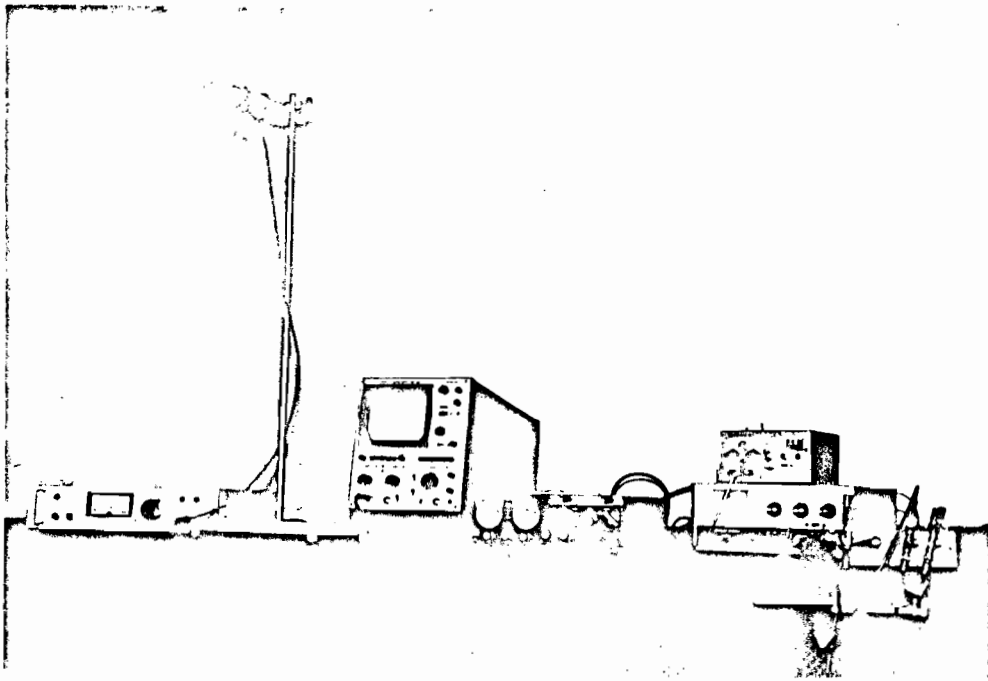


FIGURE 19 : DISPOSITIF POUR L'ENREGISTREMENT DES DONNEES

permet également de mesurer la taille des gouttes de pluie chargées. En faisant l'hypothèse que les gouttes qui arrivent au sol ont déjà atteint leur vitesse limite de chute et par conséquent ont une vitesse constante V , on retrouve leur diamètre d à partir de la courbe de GUNN-KINZER : figure 20. La vitesse de chute se déduit du temps t mis par la goutte pour parcourir 27cm à travers le capteur. Si on devait tenir compte de l'effet de la charge sur la vitesse de chute, on aurait d'après GAY :

$$V = \frac{\mu}{d} \left[\frac{8(mg - qE)}{\Pi a \mu} \right]^{0,6} \cdot (0,08)^x$$

μ = viscosité cinématique de l'air

d = diamètre de la goutte

a = densité de l'air

g = accélération de la pesanteur

m = masse de la particule

x = variable calculée par GAY

$$V = \frac{z}{t}$$

t correspond à la largeur du signal issu du capteur mesureur de charge et z est la distance sur laquelle l'influence a lieu (figure 10a). L'erreur commise sur t est négligeable étant donné que la bande passante du v.c.o. est suffisamment large pour transmettre l'impulsion sans distorsion.

Cette méthode de mesure de la taille des gouttes présente une restriction : elle ne peut s'appliquer qu'aux gouttes chargées et de plus ayant traversé verticalement le mesureur sans toucher sa paroi interne.

Sous l'effet du vent soufflant parallèlement au sol, les gouttes sont déviées par rapport à la verticale d'un angle α . En tenant compte de la

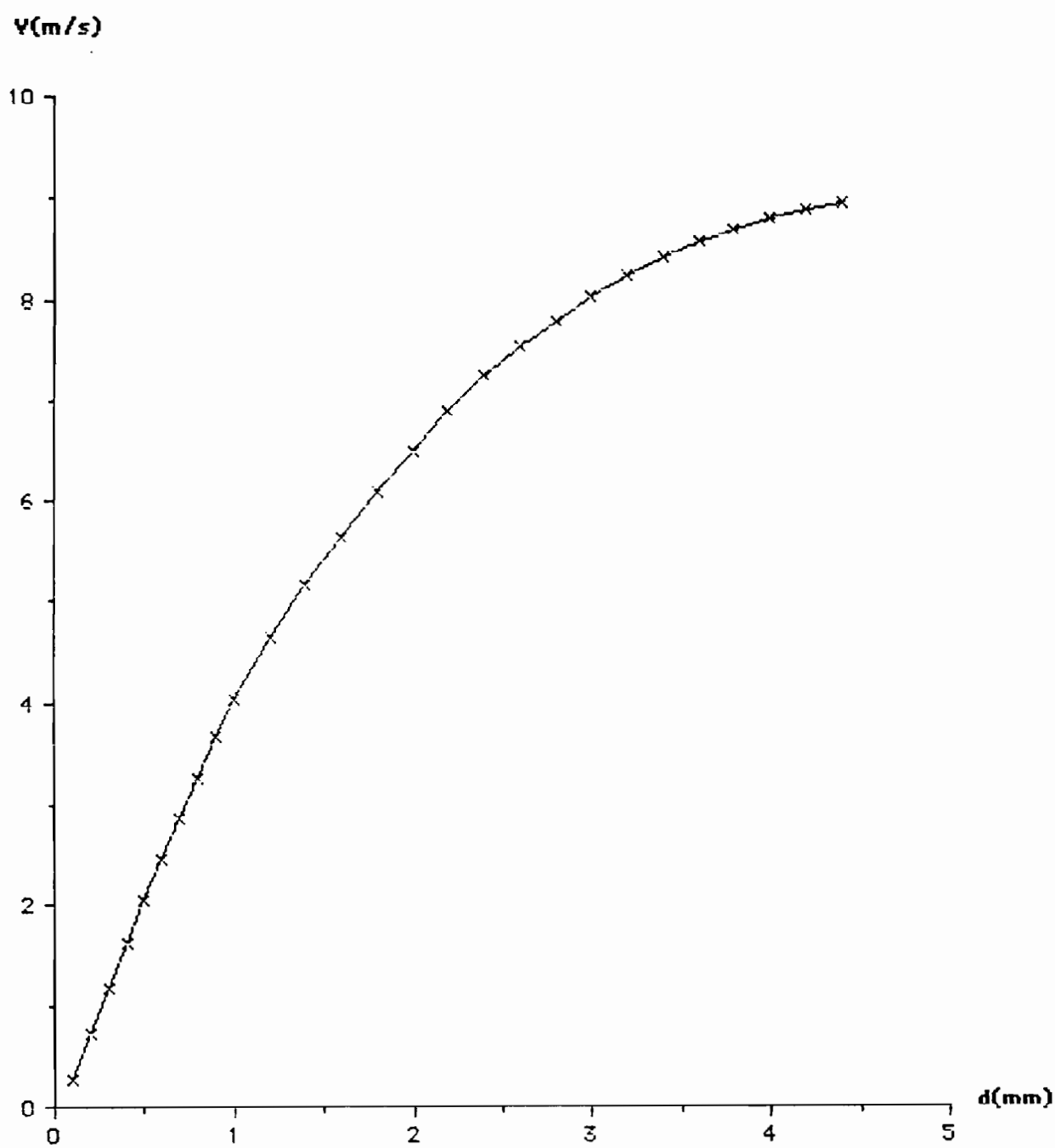
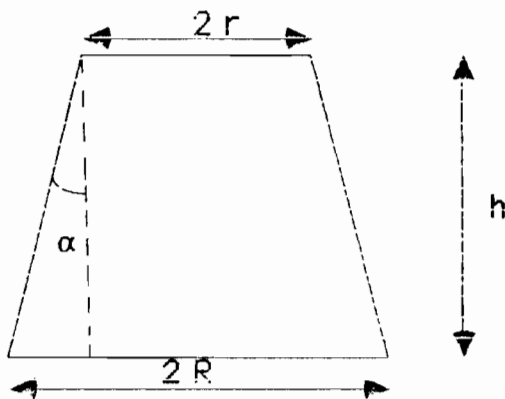


Figure 20 : COURBE DE GUNN ET KINZER

géométrie du capteur , il est possible de calculer l'angle α limite en deçà duquel une goutte évite d'entrer en contact avec la paroi .



r = rayon de la section d'entrée (2 cm)

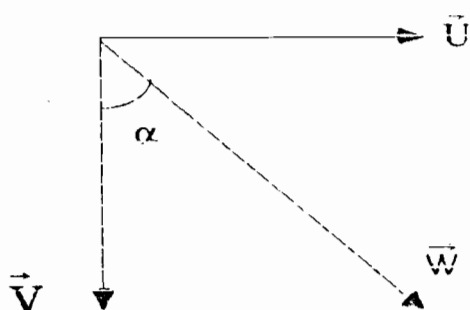
R = rayon de la section inférieure (5 cm)

h = hauteur du cône (20 cm)

$$\operatorname{tg}(\alpha) = \frac{R - r}{h} \quad \text{a.n.} \quad \operatorname{tg}(\alpha) = \frac{5 - 2}{20} = 0,15$$

$$\alpha = 8,5^\circ$$

En supposant que le vent communique sa propre vitesse à la goutte , on peut écrire qu'en présence du vent , toute goutte qui tombe , a une vitesse W qui est la résultante de la vitesse du vent (horizontale) et de sa vitesse en absence du vent .



$$\vec{W} = \vec{U} + \vec{V}$$

U = vitesse du vent (horizontale)

V = vitesse de chute de la goutte dans l'air stable (verticale)

V est fonction de la taille de la goutte . D'après la courbe de GUNN et KINZER , V varie en fonction de la taille de $0,27 \text{ ms}^{-1}$ à 9 ms^{-1} pour des gouttes dont le rayon est compris entre $0,1 \text{ mm}$ et 5 mm

$$\text{tg}(\alpha) = \frac{U}{V}$$

On déduit la vitesse limite du vent susceptible d'éviter le contact de gouttes sur la paroi interne du capteur . Cette vitesse est donc aussi fonction de la taille (figure 21) .

$$U = V \text{ tg}(\alpha)$$

$$V = f(d) \quad \text{=====>} \quad U = f(d)$$

d = diamètre d'une goutte

Il ressort de la courbe $U = f(d)$ que pour un vent de vitesse horizontale supérieure à $1,35 \text{ ms}^{-1}$, toute goutte de diamètre inférieur à 5 mm touche l'intérieur du capteur pendant qu'elle le traverse : dans ce cas il est impossible de déterminer sa taille .

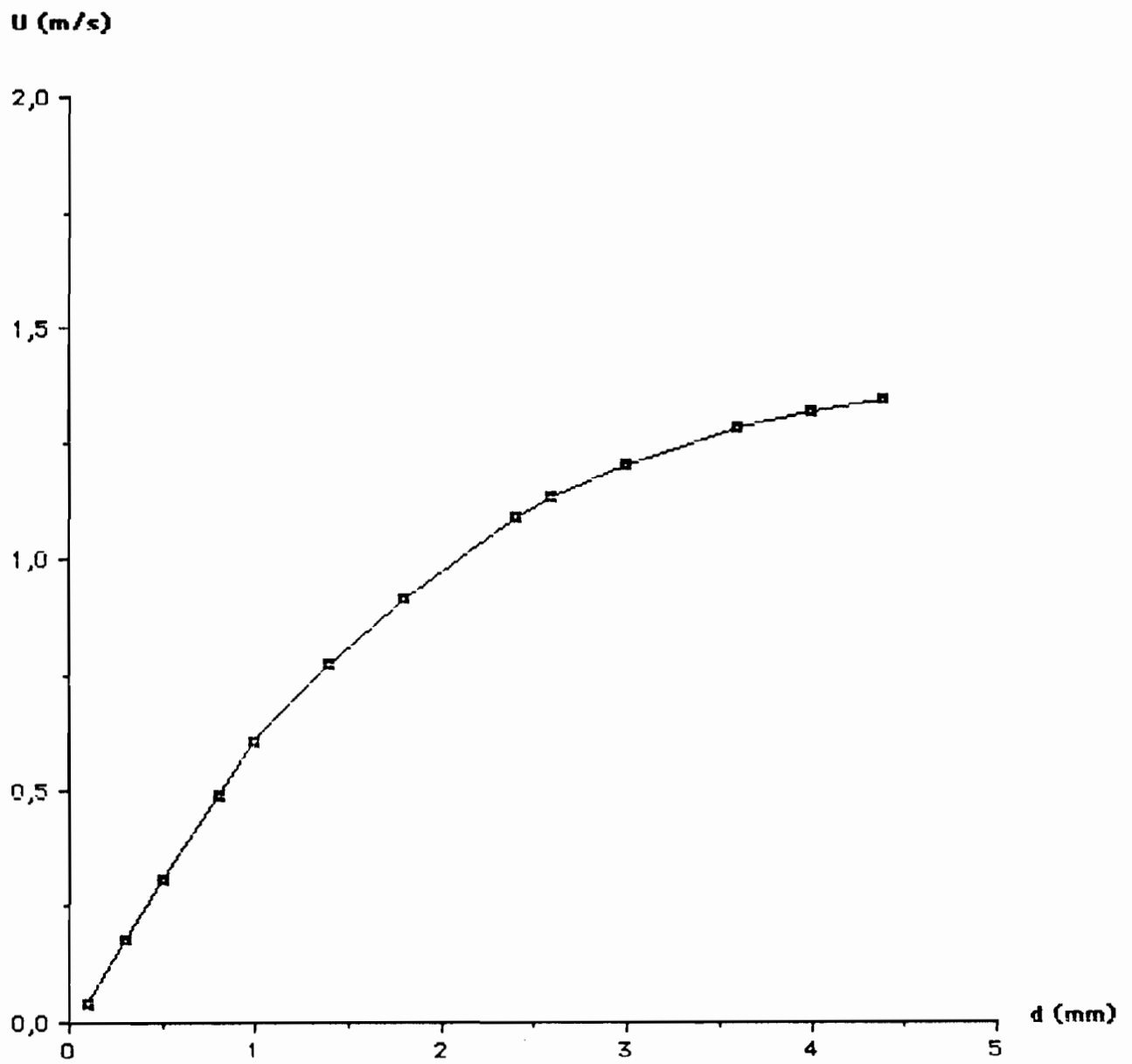


Figure 21 : VITESSE LIMITE DU VENT en fonction de d

C H A P I T R E III**R E S U L T A T S E X P E R I M E N T A U X**

3-1 CONDITIONS EXPERIMENTALES

3-1-1 LIEU DES MESURES

Les mesures ont été effectuées à ABIDJAN (6°N , 5°W) et plus précisément dans le domaine de l'OFFICE NATIONAL des TELECOMMUNICATIONS (O.N.T.) situé à Marcory TSF. Les capteurs sont implantés sur un terrain plat dégagé de tout arbre, pylône et grand édifice pouvant perturber les lignes de champ électrique.

3-1-2 INSTALLATION

Situé à quelques centaines de mètres de la lagune EBRIE, le sol présente une bonne résistivité pour réaliser une prise de terre à faible impédance, favorisant ainsi l'écoulement des courants. L'équipement d'acquisition des données est installé dans un local climatisé, à une distance d'environ 100 mètres des capteurs. Tous les signaux sont transportés par câble coaxial sous conduite souterraine. L'alimentation électrique est assurée en permanence par secteur secouru.

3-1-3 PERIODE DE MESURE

Le matériel a été mis en place en juillet 1988 ; mais il a fallu attendre octobre pour enregistrer les premiers orages. Les résultats présentés ici couvrent la période d'octobre 1988 à Juin 1989, ils ne concernent que des événements remarquables du point de vue activité électrique.

3-1-4 DONNEES METEOROLOGIQUES

Les diverses informations météorologiques caractéristiques de l'atmosphère pendant les mesures ont été obtenues auprès du service climatologie de l'ASECNA . Il s'agit de la température , la pression, l'humidité relative , la direction et la vitesse du vent , la visibilité , l'altitude de la couche nuageuse ainsi que la catégorie des nuages qui constituent cette couche .

La station d'observation de l'ASECNA étant située à une dizaine de kilomètres de notre site de mesure , on remarque souvent un décalage dans le temps entre chacune des observations faites en ces deux points .

3 - 2 RESULTATS

Au total douze précipitations feront l'objet d'une étude détaillée sur une vingtaine d'enregistrements réalisés . Elles sont classées suivant les saisons :

- trois font partie de la petite saison des pluies allant d'Octobre à mi Décembre, elles se sont produites les 4 Octobre , 12 Novembre et 30 Novembre 1988 .
- les précipitations du 19 Février et du 06 Mars 1989 marquent la fin de la grande saison sèche qui a commencé aux environs de la mi Décembre 1988.
- pendant l'intersaison orageuse qui s'étend de mi Mars à mi Mai , quatre orages ont été analysés les 21 Mars , 5 Avril , 16 Avril et 11 Mai 1989 .
- pour la grande saison des pluies de mi Mai au début Juillet on dispose des événements pluvieux du 20 Mai et du 5 Juin 1989 .

Il est possible aussi de regrouper toutes ces précipitations en deux

grandes catégories : les orages proprement dits et les averses .

3- 2 -1 LES DRAGES

Les précipitations à caractère orageux se sont produites surtout aux mois de Novembre, Mars, Avril et Mai . Elles interviennent en fin de journée après un fort réchauffement du sol . Elles sont la conséquence de développements convectifs locaux . Elles sont accompagnées de coups de tonnerre et de vents violents dont la vitesse au sol avoisine parfois 10 m/s . La couche nuageuse est constituée essentiellement de cumulonimbus et de stratocumulus-opacus . Le cumulonimbus occupe les 2/8 de la couverture nuageuse tandis que les stratocumulus-opacus occupent les 6/8 . Les bases de ces nuages sont respectivement aux altitudes 500 et 600 m . La température au sol chute brusquement de 29°C à 24 °C voire 22°C . L'humidité relative varie de 86% à 98% . La visibilité est faible (1000m) . La phase active de ces orages accompagnés de pluie dure 30 à 45 mn , elle est ensuite suivie de pluie fine et de quelques éclairs . Des hauteurs de pluie allant de 100 à 200 mm ont été enregistrées en une heure .

3 - 2 - 2 LES AVERSESES

Les averses ont été observées en Février et en fin Mai . Elles sont subites , de forte intensité pluvieuse et de courte durée . La couche nuageuse est formée de Cumulus , de stratocumulus opacus et de cirrus dont les bases sont situées respectivement aux altitudes 500 , 600 et 800m . L'écart de température avant et après la précipitation est moins

fort que s'il s'agit d'un orage . La hauteur de pluie est plus faible qu'en cas d'orage . Elle est de l'ordre de 30mm d'eau sur une courte durée d'environ un quart d'heure .

3-2-3 EXPOSE DES RESULTATS RELATIFS AU COURANT DE PRECIPITATION

Le nombre total de gouttes enregistrées est de 1961 , l'effectif par précipitation varie de 59 (le 4 Octobre) à 245 (le 5 Avril) .

La durée d'observation de gouttes chargées varie de 6 à 59 mn par événement pluvieux .

3-2-3-1 DEFINITION DES DIFFERENTS PARAMETRES

a) L'activité électrique globale d'une précipitation

L'activité électrique Q se définit suivant les auteurs soit à partir des variations et de l'intensité du champ électrique , soit à partir du nombre d'éclairs mis en jeu par unité de temps pendant l'orage , soit à partir de la somme algébrique des charges recueillies au sol pendant la précipitation qui correspond à l'excès de charges transmises à la terre par la précipitation .

Pour notre part nous reprenons la définition de DESPIAU (1976) : l'activité électrique se définit par la somme des valeurs absolues des charges recueillies au sol par unité de surface . Ce paramètre rend mieux compte des séparations de charges aussi bien à l'intérieur du nuage qu'au cours du trajet nuage-sol . Ce paramètre est égal à zéro seulement si aucune charge n'est mise en jeu , par contre l'excès de charge égal à zéro ne correspond pas à la même situation , il peut aussi être le résultat de la participation d'égale charge positive et négative :

$$Q = \frac{|\sum q^+| + |\sum q^-|}{S}$$

S étant la surface de la section d'entrée du cône mesureur.

b) L'activité électrique par unité de temps

Q étant l'activité électrique, on tient compte maintenant de la durée Δt de la précipitation pour définir un nouveau paramètre J^* .

$$J^* = \frac{Q}{\Delta t} = \frac{|\sum q^+| + |\sum q^-|}{S \cdot \Delta t}$$

c) Contribution électrique

La contribution moyenne d'une goutte à l'activité électrique fait intervenir le nombre N de gouttes ayant engendré l'activité.

$$c = \frac{|\sum q^+| + |\sum q^-|}{N}$$

De même les charges moyennes des gouttes négatives et positives ont été calculées il s'agit de :

$$\frac{\sum q^+}{N^+} \quad \text{et} \quad \frac{\sum q^-}{N^-}$$

N^+ et N^- étant les nombres de gouttes négatives et positives enregistrées.

d) Densité du courant de précipitation

Pendant la durée Δt de l'orage, la somme algébrique de toutes les charges qui traversent l'ouverture S du mesureur correspond à la quantité d'électricité transmise à une surface élémentaire S de la terre. Cet excès de charge positive ou négative ramené à l'unité de surface et à l'unité de

temps est égal à la densité du courant de précipitation .

$$J = \frac{\Sigma q^+ + \Sigma q^-}{\Delta t . S}$$

Remarque: Tous les paramètres précédemment définis sont rassemblés dans un même tableau A .

3- 2- 4 RESULTATS RELATIFS AU CHAMP ELECTRIQUE

Les enregistrements de champ pendant les orages montrent les différentes phases de l'orage . On remarque qu'avant le début de l'événement le champ est négatif . La formation du cumulonimbus inverse la polarité et renforce l'intensité du champ au sol . En l'absence d'éclair les variations du champ sont lentes . Le champ reste toujours positif tant que le capteur est supposé être dans la zone située en deçà de la limite d'inversion (cas d'un nuage bipolaire) . La plupart des orages de Mars, Avril et Mai se caractérisent par des décharges entraînant de fortes variations du champ électrique allant jusqu'à 15 kV/m . La fréquence des décharges varie considérablement au cours des orages . On distingue les plus élevées pendant la phase active . Les variations ΔE observées tout au long de l'orage montrent que l'amplitude des décharges augmente lorsque leur fréquence diminue . Toutes les décharges sont caractérisées par une régénération du champ ramenant celui-ci vers la valeur qu'il avait avant la décharge . Le temps de régénération est relativement court pendant la phase active et devient plus long vers la fin de l'orage .

L'allure de la courbe de régénération est du type linéaire et souvent interrompue pendant la phase active.(figure 22) .

JOUR	HEURE	ΔT (MN)	N-	N+	Σq^- (pC)	Σq^+ (pC)	$\Sigma q^-/N^-$ (pC)	$\Sigma q^+/N^+$ (pC)
4/10/88	12h	35	5	54	-813	5964	-162,6	110,4
12/11/88	17h18	15	12	68	-178	7215	-14,8	106,1
30/11/88	16h10	30	13	167	-255	17948	-19,6	107,5
19/2/89	12h35	10	72	13	-1876	200	-26,1	15,4
6/3/89	3h18	6	27	32	-1438	1734	-53,2	54,2
11/3/89	4h	19	25	114	-554	6742	-22,1	59,1
21/3/89	23h27	31	10	69	-127	6977	-12,7	101,1
5/4/89	2h28	59	5	240	-121	18612	-24,2	77,6
16/4/89	17h	21	6	161	-227	13676	-37,8	84,9
11/5/89	2h	37	14	62	-369	5275	-26,3	85,1
20/5/89	9h45	13	73	100	-768	1273	-10,5	12,7
5/6/89	20h18	25	0	87	0	8320	0	95,6

JOUR	N+/N-	Q (nC/m ²)	J* (nA/m ²)	C (pC)	J (nA/m ²)
4/10/88	10,8	5391	2,6	115	2
12/11/88	5,7	5881	6,6	92,4	6,3
30/11/88	12,9	14481	8,2	101	7,9
19/2/89	0,2	1652	3	24,4	-2,7
6/3/89	1,2	2523	6,7	53,8	0,6
11/3/89	4,6	5804	4,7	52	4,3
21/3/89	6,9	5651	3	89,9	2,9
5/4/89	48	14902	4,2	76,5	4,1
16/4/89	26,8	11060	8,8	83,2	8,5
11/5/89	4,4	4489	2	74,23	1,8
20/5/89	1,4	1623	2	11,8	0,5
5/6/89	N- =0	6619	4,3	95,6	4,3

TABLEAU A

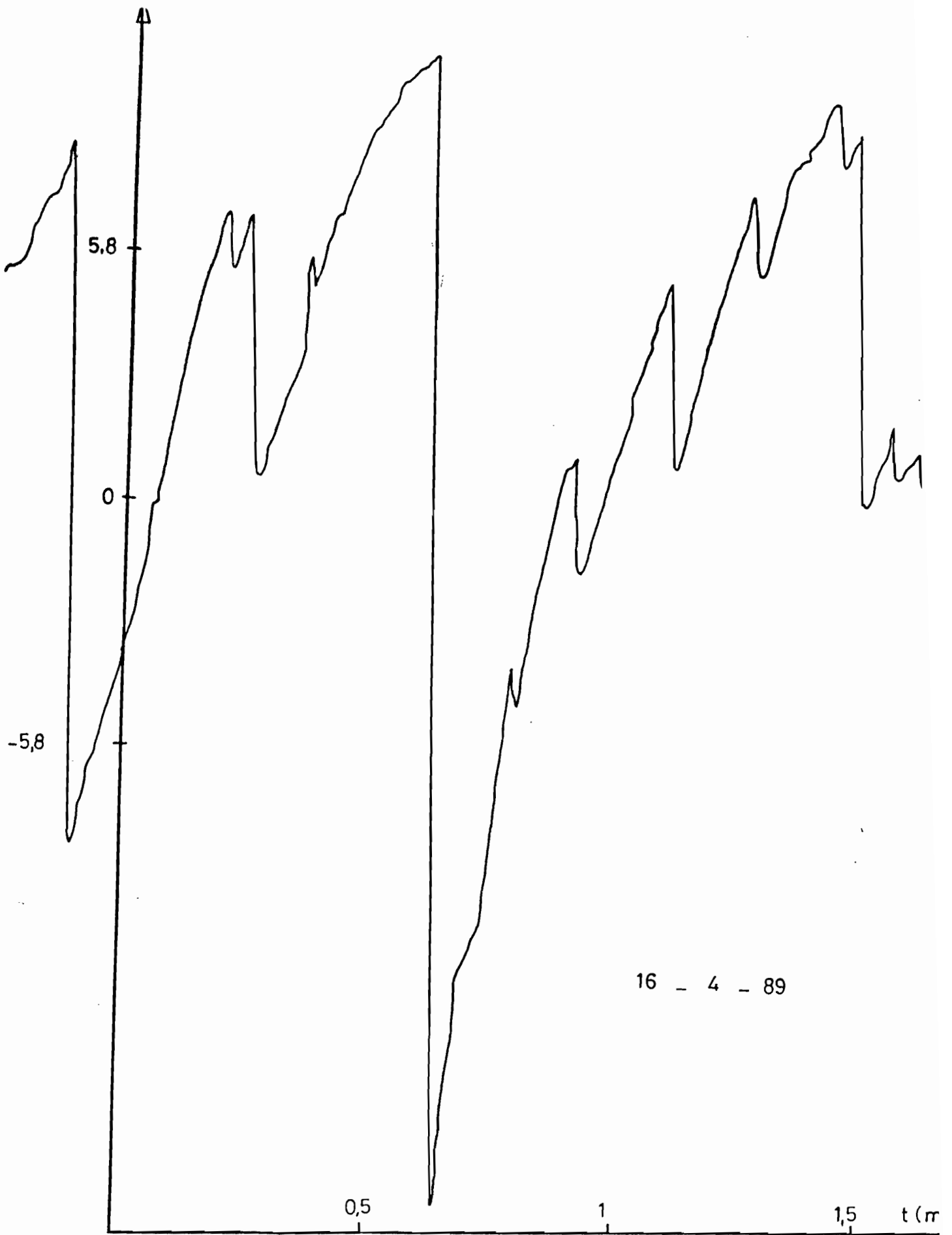


Figure 22 : VARIATION DU CHAMP ELECTRIQUE TYPE LINEAIRE INTERROMPU.

Parfois cette régénération est rapide juste après la décharge puis évolue ensuite exponentiellement, ce cas s'observe vers la fin de l'orage. (figure 23).

Les courbes de régénération ont été exploitées pour déterminer la pente de l'évolution du champ au voisinage du zéro ($\partial E/\partial t$ pour $E=0$). Cette variation du champ par rapport au temps, au sol, avait été calculée par KRIDER et MUSSER (1982) pour déterminer le courant existant dans le centre actif du nuage d'orage.

La moyenne de $\partial E/\partial t |_{E=0}$ pour chaque événement a été calculée et reportée dans un tableau ainsi que les maximums de champ positif et négatif enregistrés.

Date	E+max(kV/m)	E-max(kV/m)	$\epsilon \frac{\partial E}{\partial t}$ (nA.m ²)
30-11-66	11	-11,2	6
11-3-89	5	-6	5
21-3-89	4,3	-6	1,6
5-4-89	14	-18	4,5
16-4-89	15	-19	12
11-5-89	9	-9	9
20-5-89	3	-4,2	
5-6-89	10	-16	2,5

3-2-5 COURANT DE MAXWELL

On a mesuré le courant de Maxwell relatif à une surface carrée de 0,7m

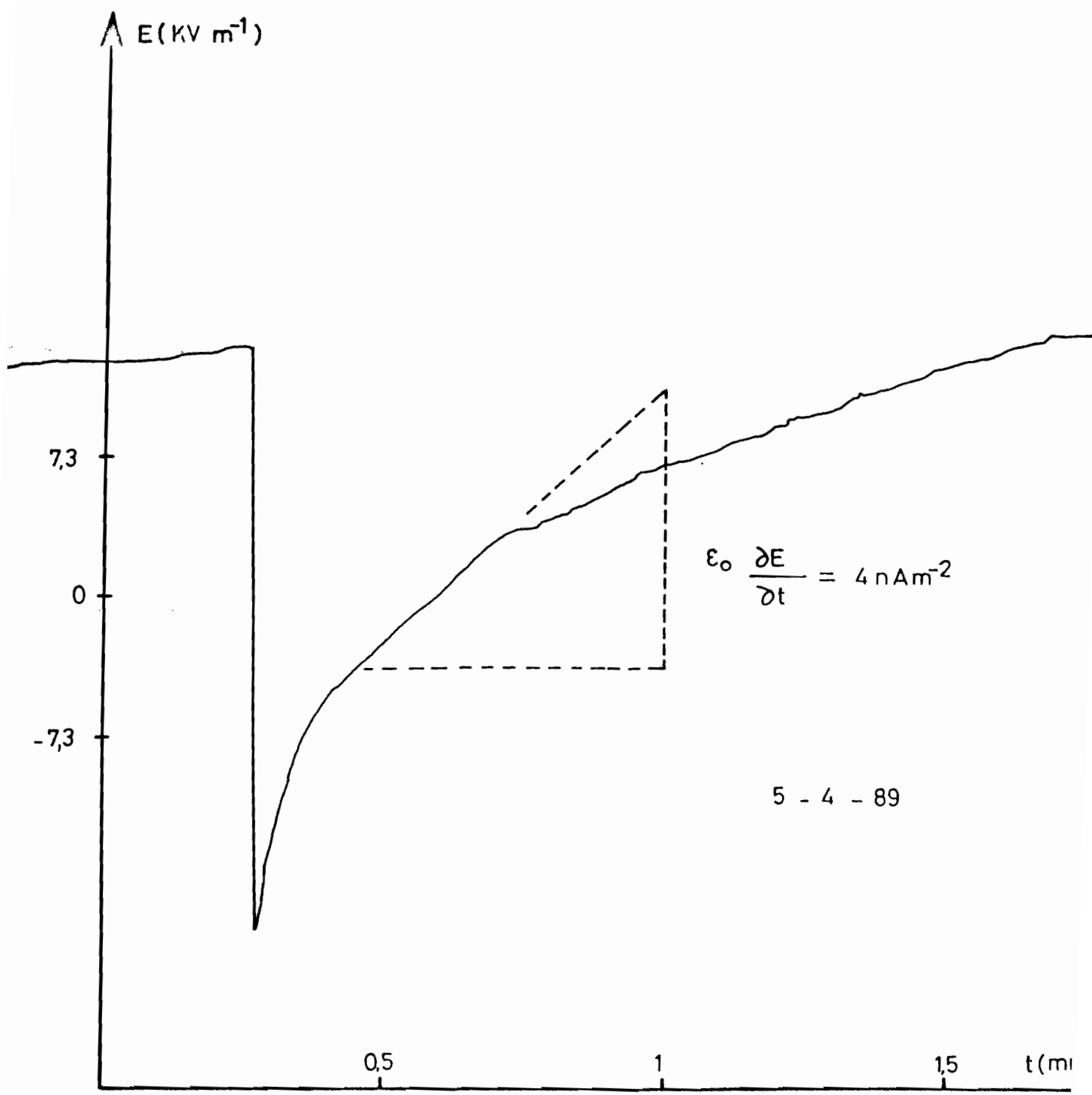


Figure 23 : VARIATION DU CHAMP ELECTRIQUE TYPE EXPONENTIEL

de côté soit $0,49\text{m}^2$. Cette surface est celle d'une plaque recouverte de gazon au dessus de laquelle ont lieu tous les échanges électriques. Connaissant le courant à travers cette surface, on ramène celui-ci à l'unité de surface pour avoir une densité de courant de Maxwell. Ces données du courant de Maxwell enregistrées graphiquement à partir d'une table traçante présentent quelques particularités. D'abord du fait que l'enregistrement de J_M ait été continu, cela a nécessité une vitesse d'acquisition très lente. L'inconvénient est qu'il n'est pas possible de connaître la valeur instantanée de J_M . Il est difficile de connaître la valeur à la seconde près, par contre une moyenne de J_M sur un intervalle d'une demi-heure est possible. Ensuite le problème d'évacuation de l'eau de pluie du bac carré contenant le gazon pendant l'orage s'est posé. En effet l'intensité des précipitations étant élevée, il se fait que le bac regorge d'eau très vite, l'eau débordant s'écoule à la terre, à partir de ce moment le bac ne répond plus au critère d'isolement qui lui est imposé. Par le filet d'eau qui s'écoule du bac, une liaison électrique s'établit entre celui-ci et la terre. Dans ces conditions l'électronique du capteur sature.

La réalisation technique du dispositif mesureur du courant de Maxwell n'a été effective qu'en fin avril 1989, c'est pour cette raison que les enregistrements dont nous disposons ne concernent que les mois de mai, juin, novembre de la même année.

L'enregistrement du 11-5-89 (figure 24) permet de constater que :

- en absence d'orage J_M est constant et voisin de zéro.
- le début de l'orage est marqué par une montée du champ ainsi que par une augmentation de l'intensité de J_M jusqu'à la phase active de l'orage. J_M se stabilise enfin à $7,5 \text{ nA m}^{-2}$.

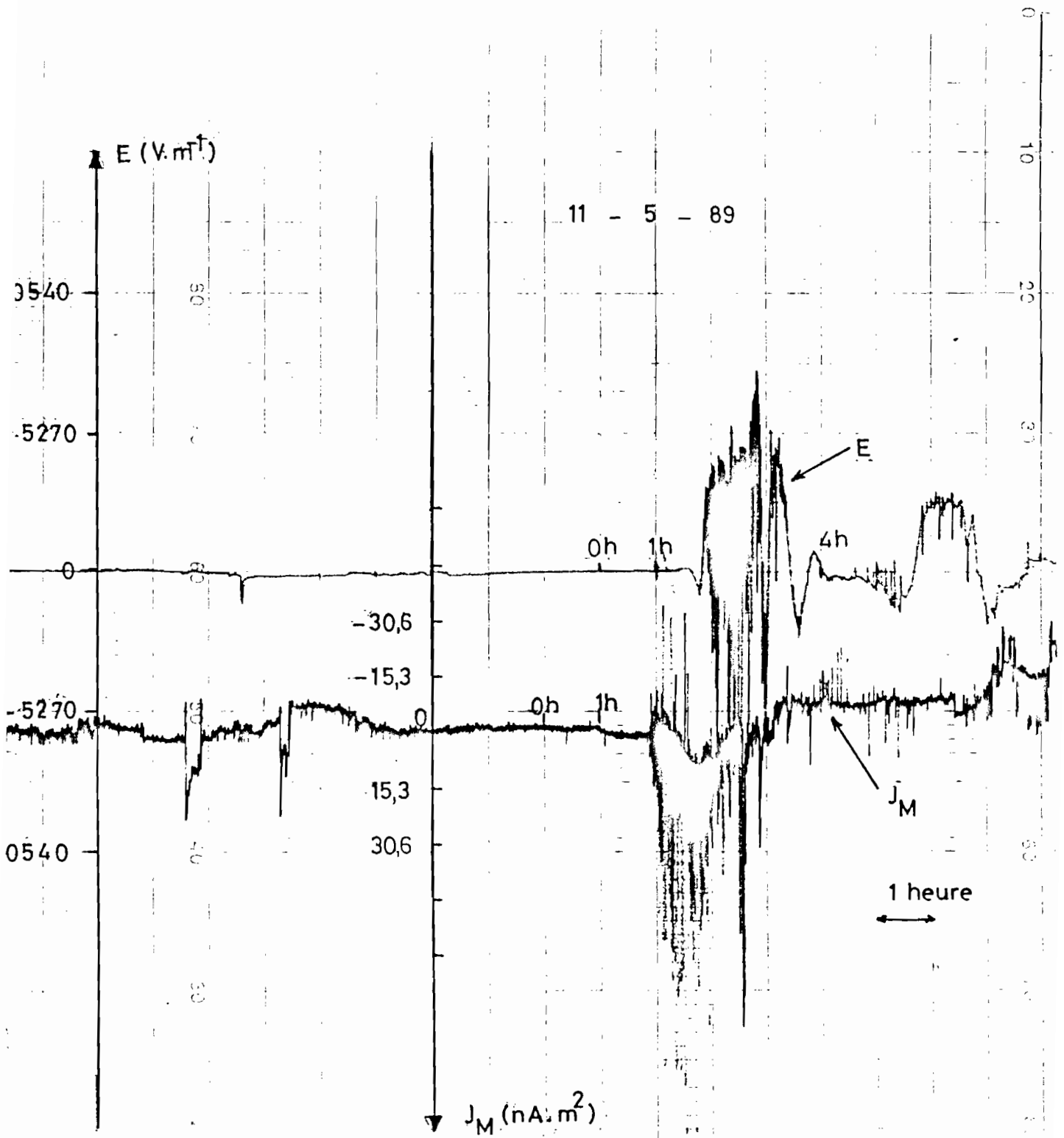


Figure 24 : ENREGISTREMENT DU CHAMP ELECTRIQUE ET DU COURANT DE MAXWELL.

-la fin de l'orage voit J_M diminuer pour reprendre la valeur zéro .

Un orage non accompagné localement de pluie a été observé le 30-11-69 . L'enregistrement simultané du champ et de la densité du courant de Maxwell suivi sur place par l'opérateur au moment de l'événement a donné plus de détail sur l'évolution du courant de Maxwell (figure 25) . On remarque :

-la valeur moyenne de J_M varie lentement dans le temps .

-l'influence des éclairs se manifeste par un saut brusque de J_M qui ramène immédiatement J_M à sa valeur avant l'éclair . Ces décrochages à la suite des éclairs sont dans le sens positif ou négatif .

-pendant toute la durée de l'orage la polarité de J_M est restée la même .

-l'intensité moyenne de J_M sensiblement nulle au début de l'orage est montée de façon progressive et est restée constante pendant la phase active de l'orage avant de décroître lentement pour s'annuler , marquant ainsi la fin de l'événement .

3-2-5 TAILLE DES GOUTTES CHARGÉES

Le nombre de gouttes chargées dont on a déterminé la dimension est très faible devant le nombre de gouttes total , car la majorité des gouttes chargées détectées par le mesureur de charge ne sont pas tombées suivant la verticale et ont touché la paroi interne du capteur au cours de la traversée de celui-ci .

La plupart des orages que nous avons observés sont accompagnés de vent dont la vitesse varie de 2ms^{-1} à 10ms^{-1} : ces conditions expliquent bien pourquoi la majorité des gouttes ont transféré leur charge au cône

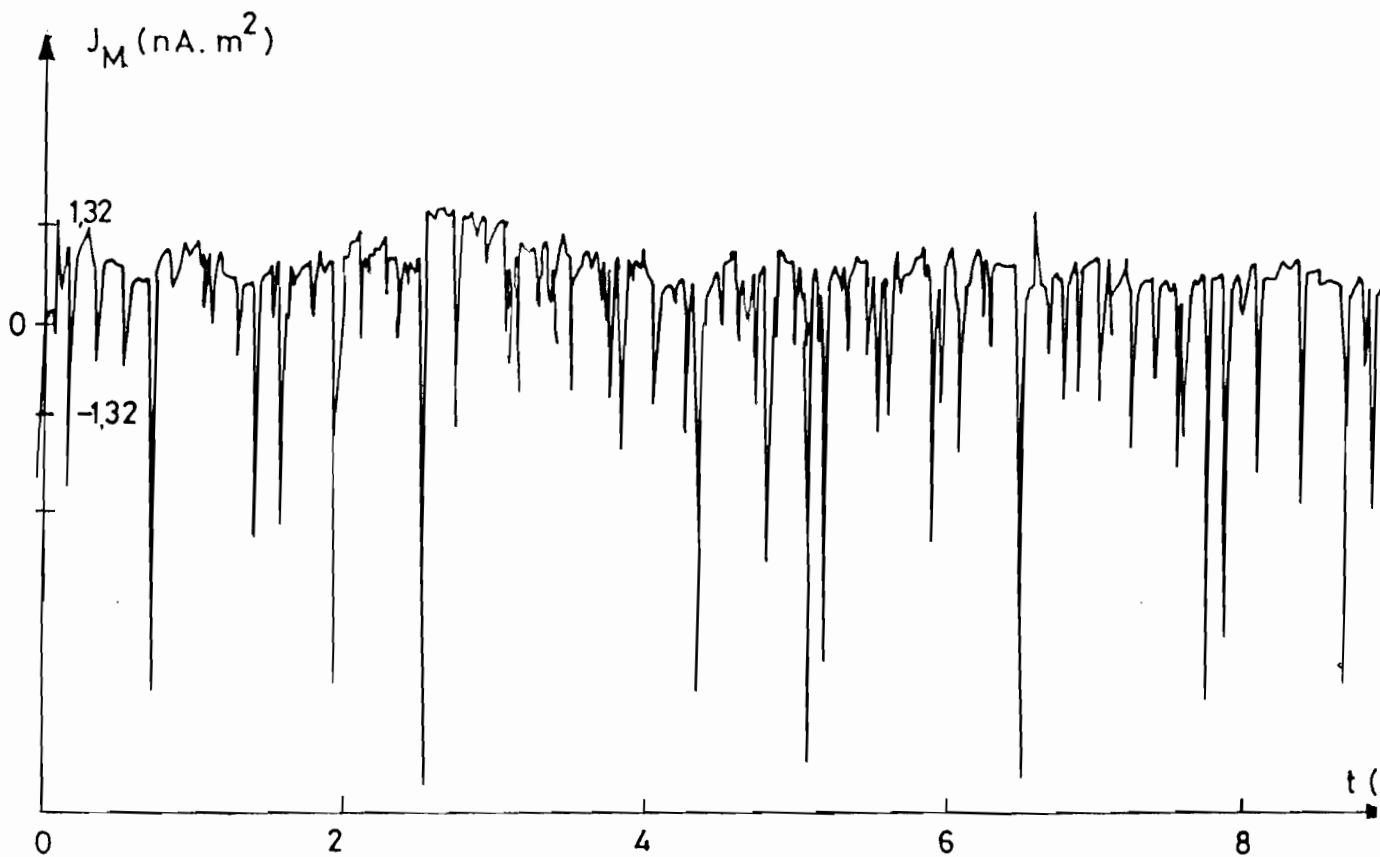
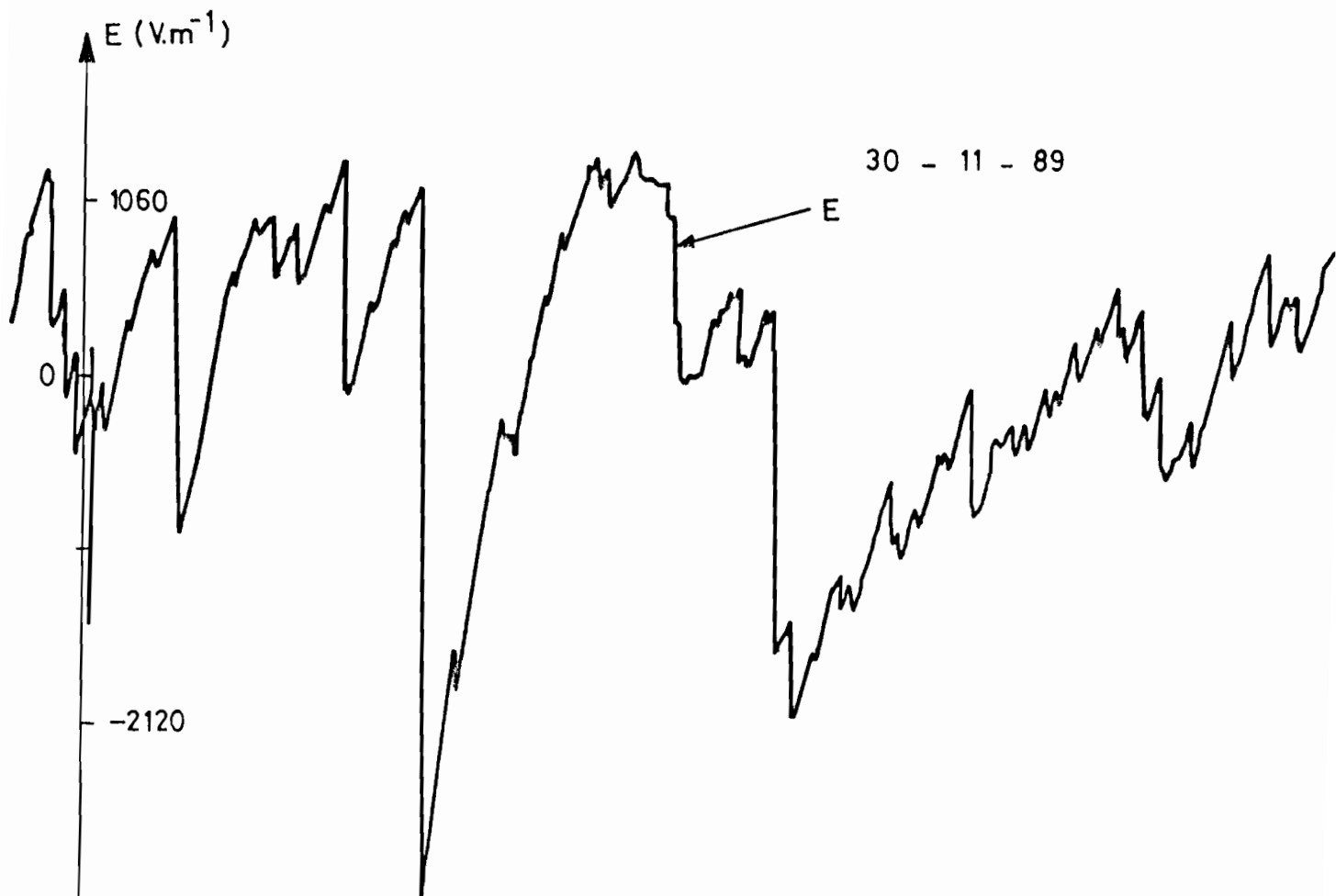


Figure 25 : ENREGISTREMENT DU CHAMP ELECTRIQUE ET DU COURANT DE MAXWELL

mesureur au lieu de l'influencer électrostatiquement .

Cependant les averses du 19-2-89 et du 20-5-89 nous procurent des informations sur la taille de quelques gouttes chargées ayant traversé le capteur . Comme indiqué au paragraphe 2-5-1 , c'est la mesure du temps de passage de la goutte à travers le cône mesureur , ce temps rapporté ensuite à la courbe de GUNN et KINZER , qui nous permet de connaître le diamètre de la goutte chargée .

Les deux histogrammes issus des données recueillies rendent compte des proportions de chaque classe et de la limite des tailles : figure 26 .

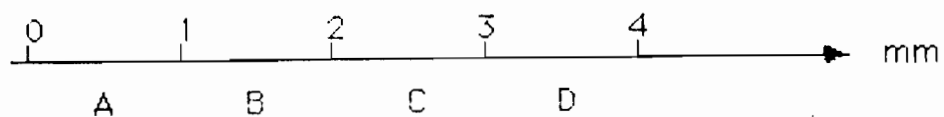
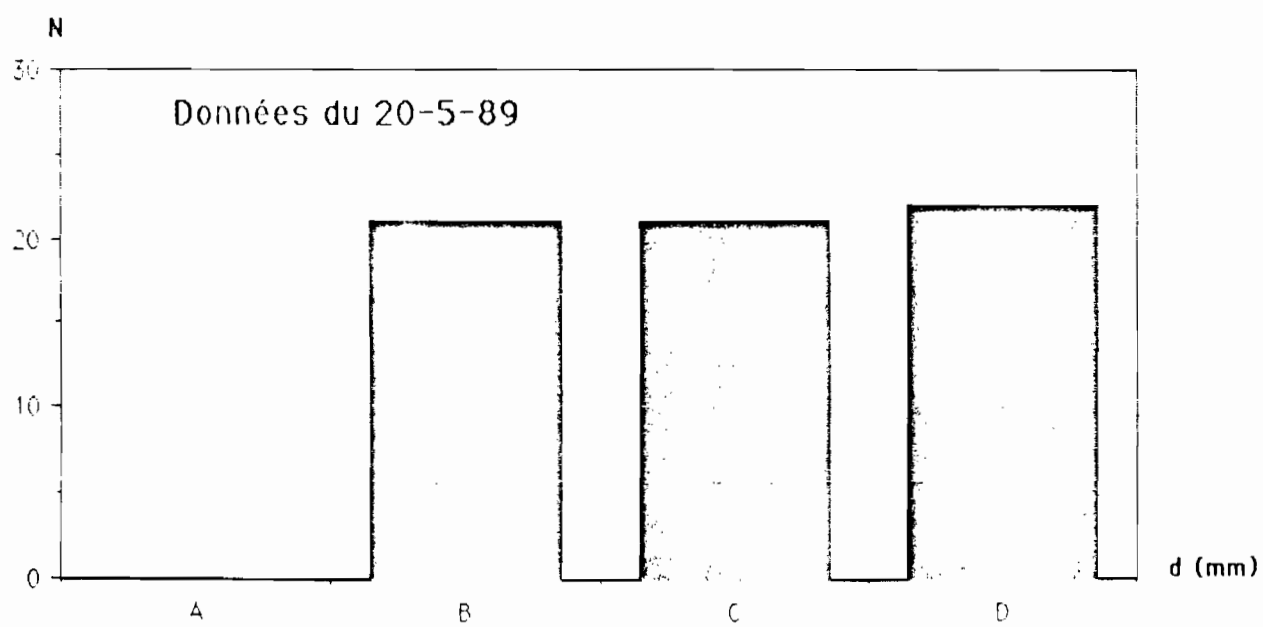
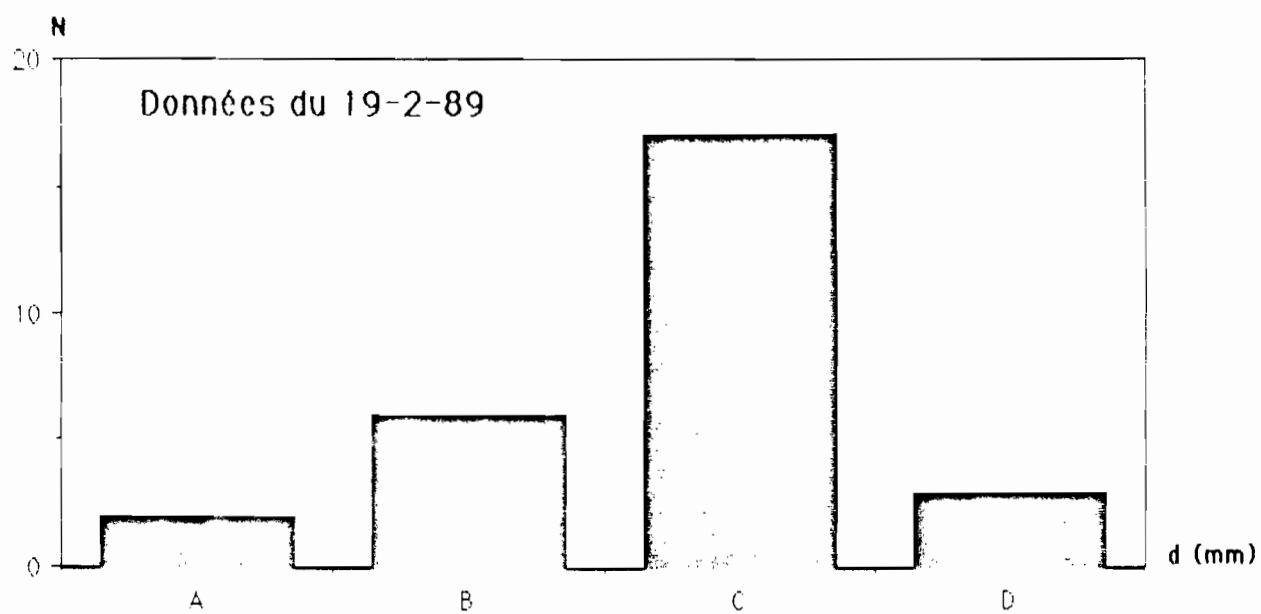


Figure 26 : HISTOGRAMMES DES TAILLES DE GOUTTES

CHAPITRE IV**INTERPRETATIONS**

4-1 RELATIONS EXISTANT ENTRE LES DIFFERENTS PARAMETRES MESURES

4-1-1 Expression de la densité de courant de Maxwell sous orage

C'est à MAXWELL (1831-1879) que l'on doit la formulation la plus complète des relations reliant entre elles les grandeurs électriques et magnétiques :

$$\overrightarrow{\text{rot}} H = \overrightarrow{J_M}$$

H est le champ magnétique

J_M est la densité de courant de Maxwell

Les échanges de charges entre la terre et l'atmosphère se font par l'intermédiaire de plusieurs types de courants dont la somme représente le courant de Maxwell .

$$\overrightarrow{J_M} = \overrightarrow{J_E} + \overrightarrow{J_{CV}} + \overrightarrow{J_D} + \overrightarrow{J_L} + \overrightarrow{J_P} + \epsilon \frac{\partial \overrightarrow{E}}{\partial t}$$

$\overrightarrow{J_E}$: désigne la densité de courant lié à l'existence du champ électrique. Il englobe le courant de conduction et le courant corona .

La présence d'ions positifs et négatifs dans l'atmosphère où règne un champ électrique donne naissance à un courant dit courant de conduction dû au déplacement des charges sous l'effet du champ . Si de plus l'effet corona se produit , le déplacement des ions corona sous l'effet du champ engendre un courant dit courant corona . L'effet corona sera présenté plus loin .

$\overrightarrow{J_{CV}}$: est la densité de courant de convection . Il est dû aux charges libres de l'atmosphère entraînées par les mouvements d'air à grande échelle .

$\overrightarrow{J_D}$: représente la densité de courant de diffusion dû au mouvement des

particules chargées d'une région de forte concentration en ion vers une autre de concentration moindre .

→ J_L : est la densité de courant engendré par le transfert rapide de charges pendant l'éclair .

→ J_P : correspond au courant de précipitation associé aux charges transportées par les hydrométéores .

→ $\epsilon \partial E / \partial t$: ce terme se calcule sur la base de la variation du champ électrique E par rapport au temps , il représente le courant de déplacement .

4-1-2 INTERET DE J_M

Du fait que $\vec{J}_M = \text{rot } \vec{H}$, on peut écrire que

$$\text{div } \vec{J}_M = 0$$

En supposant que \vec{J}_M soit normale à une surface fermée S ; on a

$$\oint_S \vec{J}_M \cdot \vec{ds} = 0$$

La simplification de l'expression de J_M donne :

$$\vec{J}_M(z,t) = \vec{J}(z,t) + \epsilon \partial \vec{E} / \partial t$$

où J est la densité de courant globale due au déplacement des charges réelles .

En faisant l'hypothèse que la densité de courant J et le champ électrique E sont verticaux et constants sur toute surface d'altitude z : tel que z soit faible devant l'altitude des charges nuageuses , STANDLER et WINN (1979)

ont montré que :

$$\vec{J}(z,t) + \epsilon \frac{\partial \vec{E}(z,t)}{\partial t} = \vec{J}(0,t) + \epsilon \frac{\partial \vec{E}(0,t)}{\partial t}$$

$$\vec{J}_M(z,t) = \vec{J}_M(0,t)$$

$\vec{J}_M(0,t)$ est la densité de courant de Maxwell au sol .

Ces relations expriment que la densité de courant de Maxwell est uniforme en altitude .

La cellule nuageuse d'orage étant le siège des séparations de charges , elle est vue comme un générateur de courant dans le circuit électrique atmosphérique global . La connaissance du courant dans le générateur d'orage se ramène alors à la mesure du courant de Maxwell au sol . Ce principe présente un grand intérêt quand on sait que les mesures in-situ présentent de grandes difficultés .

4-2 EFFET CORONA

Considérons un objet conducteur pointu placé dans un champ électrique assez intense . Les lignes de force de ce champ sont orientées vers le conducteur qui les concentre sur la pointe . Le flux du champ étant conservatif , le champ prend des valeurs très élevées au niveau de la pointe . L'ionisation des particules d'air par collision et l'accélération des électrons dans le champ engendrent une multiplication du nombre de charges . Suivant la polarité du champ , des charges positives ou négatives arrivent sur le conducteur tandis que celles de signe opposé diffusent dans l'air .

A la surface du sol la végétation et les aspérités sont les causes de manifestation de l'effet corona , mais il ne se produira que pour un champ électrique ambiant supérieur à une certaine valeur seuil E_S . Cette valeur

est fonction de la hauteur de la pointe (herbes , arbustes) . PICCA et BONNEFIS (1967) ont établi une relation pour un type de pointe donné :

$$E_s \cdot a = 6,68 \text{ kV}$$

E_s = champ seuil

a = longueur de la pointe

JHAWAR et CHALMERS (1967) donnent une loi selon laquelle l'intensité du courant corona est proportionnelle au carré du champ . Cette loi a été reprise par d'autres auteurs , notamment STANDLER et WINN (1979) :

$$J_C = 2 \cdot 10^{-20} \cdot E (E - E_s)^2$$

J_C : densité de courant corona ($A.m^{-2}$)

E : champ électrique qui a créé l'effet ($V.m^{-1}$)

E_s varie entre 3000 et 5000 $V.m^{-1}$ d'après STANDLER et WINN .

4-2-1 DETERMINATION DU COURANT CORONA

La densité de courant corona peut être connue directement en mesurant le courant qui traverse un arbuste relié électriquement à la terre par l'intermédiaire d'un électromètre .

Dans notre cas on a déterminé indirectement la densité de courant corona en exploitant la valeur du champ électrique mesurée sous orage .

L'expression de la densité de courant de corona utilisée est celle proposée par STANDLER et WINN (1979) dans laquelle la valeur seuil est 4000 $V.m^{-1}$, ce qui donne lorsque le champ est positif et supérieur au seuil :

$$J_C = 2 \cdot 10^{-20} \cdot E (E - 4000)^2$$

A chaque orage on a considéré la valeur maximum du champ électrique statique positif pour calculer le courant corona . Les résultats sont

reportés dans le tableau ci-dessous . Le champ statique apparaît après la régénération à la suite d'éclair . Pendant la phase active de l'orage , le champ statique dure environ une trentaine de secondes avant qu'un autre éclair se manifeste , ce temps devient de plus en plus long vers la fin de l'orage .

Date	30 11 88	11 3 89	21 3 89	5 4 89	16 4 89	11 5 89	5 6 89
E+ (kV.m⁻¹)	11	5	4,3	14	15	9	10
J_C (nA.m²)	10,8	0,1	0,1	28	36,3	4,5	7,2

La polarité du champ électrique est le plus souvent positive . Les charges négatives émises par corona arrivent sur la pointe et s'écoulent à la terre . Les ions positifs issus du phénomène vont se diriger vers le haut par conduction et par convection . D'après VONNEGUT (1955) , ces ions positifs montants sont transportés dans le nuage et participent à son électrisation. Le courant corona joue un rôle très important dans le transfert de charges entre le nuage et le sol . SCHONLAND en mesurant ce courant à travers un arbuste sous orage , a estimé qu'il peut amener vingt fois plus de charges négatives à la terre que les éclairs .

Toute fois , l'apparition d'un éclair inverse rapidement le champ et le porte à une valeur fortement négative . Il ne restera au delà du seuil négatif d'émission corona que pendant une dizaine de secondes . Pendant cette courte durée les ions auront leur mouvement inversé .

4-3 SIMPLIFICATION DE J_M

La densité de courant de Maxwell a fait l'objet d'études par

différents auteurs comme : BLAKESLEE et KRIDER (1981) , KRIDER et MUSSER (1982) puis NISBET (1985) .

Les mesures par ballon en altitude faites par WINN et BYERLEY (1975) , STANDLER et WINN (1979) puis WINN et al. (1982) montrent que sous orage le champ électrique varie linéairement en fonction du temps après un éclair . De plus , STANDLER (1980) à la suite des mesures sur les courants liés au champ électrique , démontre que le courant de convection et celui de convection sont négligeables devant le courant corona en présence d'orage et en altitude .

Puisque le champ retrouve linéairement sa valeur d'avant l'éclair, alors la régénération des charges dans la cellule orageuse se fait dans un rapport constant . le phénomène étant lié à la densité de courant J_M dans la cellule , il s'en suit que J_M est aussi constant dans le temps et indépendant des éclairs .

$$\partial J_M / \partial t = 0$$

A partir des constatations énumérées précédemment à savoir :

* J_M quasi statique pendant l'orage ,

*courant de convection , courant de diffusion et courant de conduction tous négligeables ,

KRIDER et MUSSER (1982) ont sur cette base tiré les conclusions suivantes:

-en considérant que \vec{J}_M est verticale et constante sur toute surface horizontale à l'altitude z , avec z faible devant l'altitude des charges nuageuses (cf. définition de J_M)

$$\vec{J}_M(z,t) = \vec{J}_M(0,t)$$

donc J_M est aussi quasi statique au sol.

-ensuite on suppose que J_p la densité de courant de précipitation est négligeable. J_M se ramène alors à :

$$\vec{J}_M = \vec{J}_C + \vec{J}_L + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (\text{au sol pendant l'orage})$$

J_C : densité de courant corona

J_L : densité de courant dû à l'éclair

$$\vec{J}_M(0,t) = \vec{J}_M(0,t_0)$$

$$\vec{J}_C(0,t) + \vec{J}_L(0,t) + \epsilon \frac{\partial \vec{E}(0,t)}{\partial t} = \vec{J}_C(0,t_0) + \vec{J}_L(0,t_0) + \epsilon \frac{\partial \vec{E}(0,t_0)}{\partial t}$$

Posons qu'à l'instant t_0 le champ variant pendant sa régénération passe par sa valeur nulle, il n'y a donc pas d'éclair à cet instant.

$$E(0,t_0) = 0 \quad \text{et} \quad J_L(0,t_0) = 0$$

Du fait que $E = 0$ cela entraîne que $J_C(0,t_0) = 0$

$$\vec{J}_M(0,t) = \vec{J}_M(0,t_0) = \epsilon \frac{\partial \vec{E}(0,t)}{\partial t}$$

Soit

$$\vec{J}_M(0,t) = \epsilon \frac{\partial \vec{E}(0,t)}{\partial t} \quad E=0$$

KRIDER et MUSSER (1982) ont utilisé le principe ci-dessous pour mesurer le courant de Maxwell sous un orage au "NASA Kennedy Space Center". Le réseau de mesure couvrant une superficie de $15 \times 25 \text{ Km}^2$ a permis de relever des densités de 1 à 4 nA.m^{-2} en différents points pour

enfin situer le centre actif du nuage d'orage .

Ce même principe a servi de base à un autre groupe de chercheurs (BLAKESLEE et KRIDER) pour déterminer la valeur du courant de Maxwell sous un nuage d'orage en FLORIDE . Une mesure directe de ce courant a permis de suivre le comportement du paramètre et de vérifier la validité de la méthode indirecte .

La figure 27 est un enregistrement de E et de J_M . A partir des variations du champ , nous avons déterminé au voisinage de E égal à zéro la pente $\partial E/\partial t$. A l'instant 20:15:46 un éclair crée un saut de champ de $1,5 \text{ kV.m}^{-1}$ à $-1,9 \text{ kV.m}^{-1}$, le rétablissement du champ après l'éclair s'est effectué en 3 secondes . La pente correspond à une variation de $3,4 \text{ kV.m}^{-1}$ sur 3s soit $1133 \text{ Vm}^{-1}\text{s}^{-1}$. En multipliant cette pente par ϵ , on trouve 10 nA.m^{-2} . La mesure directe de J_M a donné une valeur moyenne de 10 nA.m^{-2} . Le calcul de $\epsilon \partial E/\partial t$ (au voisinage de $E=0$) est bien compatible avec la valeur de J_M mesurée , c'est dire que dans cette région le courant de précipitation n'est effectivement pas important .

La mesure directe simultanée de J_M et de E à Abidjan sous un nuage d'orage non accompagné de précipitation a donné les résultats suivants (figure 25) :

Lorsqu'on observe la variation de la densité de courant de Maxwell on remarque que sa valeur moyenne varie très peu , et qu'elle est peu affectée par les éclairs . Sur une dizaine de minutes la valeur moyenne du courant de Maxwell est restée égale à environ $0,75 \text{ nA.m}^{-2}$. Quant au champ électrique relevé pendant le même intervalle de temps , les extrêmes sont 1100 V.m^{-1} en valeur positive et 3100 V.m^{-1} en valeur négative . A l'instant 3,2 mn la variation du champ après l'éclair passe par zéro , on mesure une pente $\partial E/\partial t$ égale à $73 \text{ V.m}^{-1}\text{s}^{-1}$. Le courant dans le nuage

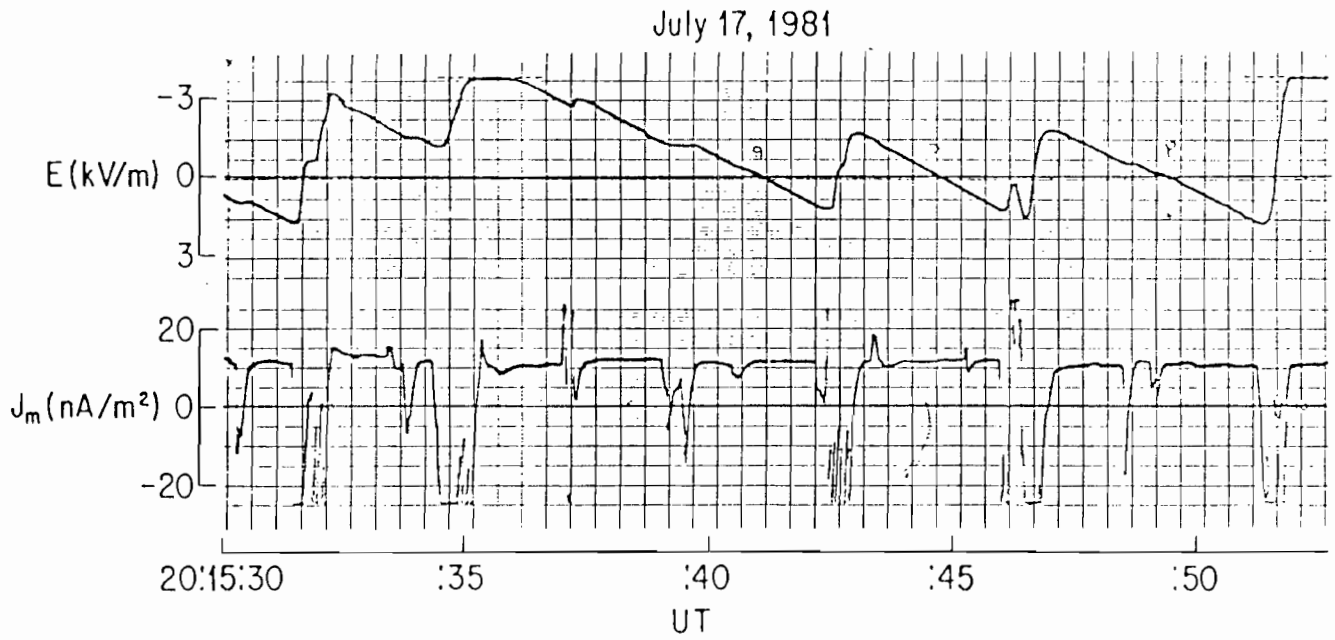
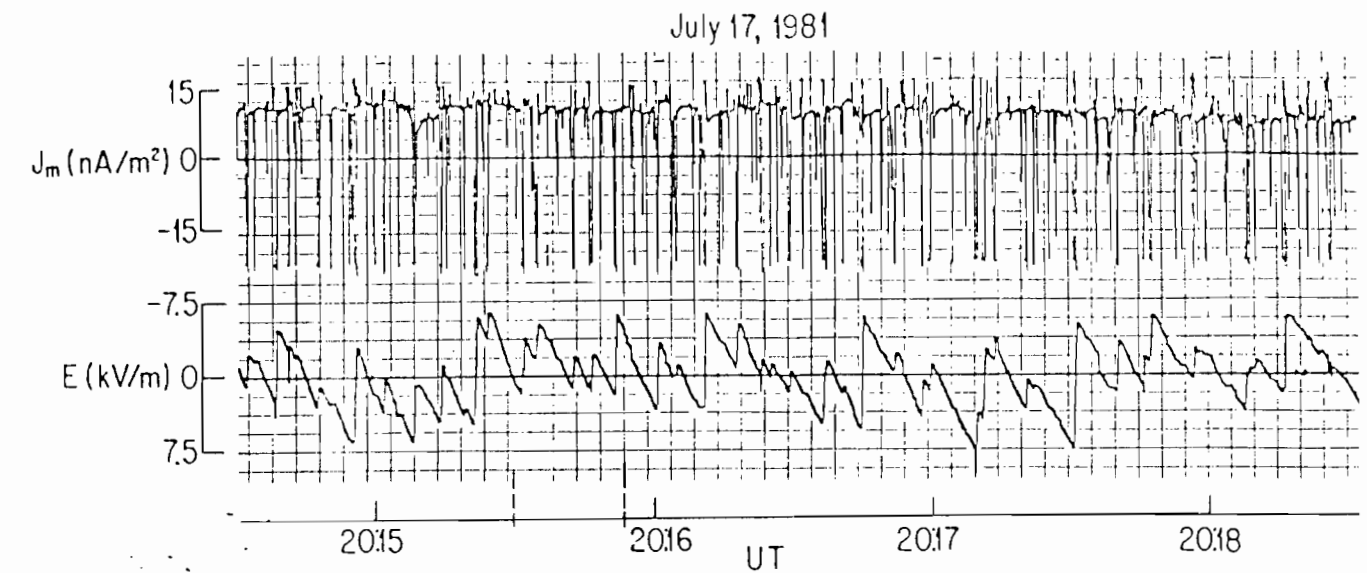


Figure 27 : ENREGISTREMENT DU CHAMP ELECTRIQUE ET DU COURANT DE MAXWELL D'APRES KRIDER ET MUSSER.

responsable de cette régénération a pour densité $\epsilon \frac{\partial E}{\partial t} \Big|_{E=0}$: elle est égale à $0,65 \text{ nA.m}^{-2}$.

Conclusion

Dans les régions à faible précipitation ou sous un orage non accompagné localement de pluie, la contribution du courant de précipitation au courant de Maxwell est négligeable. Ce dernier se ramène au courant de déplacement mesuré lorsque le champ électrique passe par zéro.

4-4 COURANT DE PRECIPITATION

Les charges transportées par les gouttes de pluie en déplacement constituent un courant dit courant de précipitation.

4-4-1 CHARGE DES HYDROMETEORES

Parmi toutes les précipitations, il convient de distinguer les orages proprement dits des averse. Chacun de ces types de précipitation est, dans la région où ont eu lieu les mesures, propre à une période précise de l'année comme cela a été exposé au paragraphe 2-2.

a) Signe des charges

Pendant les précipitations, des charges des deux signes sont mises en jeu. Observons le rapport $N+/N-$ (nombre de gouttes chargées positivement au nombre de gouttes chargées négativement).

Orage	4-10-88	12-11-88	30-11-88	6-3-89	11-3-89
N+ / N-	10,8	5,7	12,9	1,2	4,6

Orage	21-3-89	5-4-89	16-4-89	11-5-89	5-6-89
N+ / N-	6,9	48	26,8	4,4	N- = 0

Averse	19-2-89	20-5-89
N+ / N-	0,2	1,4

Il apparaît que pendant les orages , la grande majorité des gouttes sont chargées positivement . Par contre , pendant les averse la proportion tend à s'équilibrer ou à être en faveur des charges négatives .

En terme de rapport de signe , les résultats obtenus par différents auteurs ne convergent pas vers une même conclusion .

- GUNN (1949) , GUNN et DEVIN (1953) ont trouvé des proportions à peu près égales de charges positives et de charges négatives . Les mesures effectuées aussi en région tempérée par DESPIAU (1976) présentent globalement une telle caractéristique . Parmi nos mesures on constate que l'averse du 20-5-89 ainsi que l'orage de faible activité électrique du 6-3-89 sont en accord avec ces résultats .

- SIMPSON (1909) et JOLIVET (1959) ont trouvé que la proportion des gouttes chargées positivement dépasse celle des gouttes négatives . C'est le cas des orages que nous avons enregistrés en avril en mai en juin et en novembre .

- HUTCHINSON et CHALMERS (1951) ont trouvé une proportion en faveur des charges négatives . Cette remarque s'applique à l'averse du 19-2-89 .

Beaucoup d'autres auteurs qui ont effectué des mesures dans les nuages d'orage ou à la base de ces nuages , trouvent un pourcentage élevé de particules chargées négativement .

L'acquisition de charge par les hydrométéores s'explique par des mécanismes que nous décrivons dans les paragraphes à suivre .

4-4-2 Processus d' acquisition de charge par les gouttes de pluie

Les gouttes de pluie recueillies au sol sont des particules précipitantes libérées à la base du nuage et qui ont subi des modifications en taille et en charge à la suite de déformations , de ruptures , de captures d'ions, de grossissement etc . Il apparaît donc que toute explication sur l'acquisition de charge par les gouttes de pluie doit prendre en compte la charge des particules dans le nuage d'orage .

Le critère de RAYLEIGH établit qu'il existe pour chaque goutte de rayon donné , une charge maximale correspondant à l'équilibre entre les forces de pression , de cohésion et les forces de pression électrostatique .

$$q = (56 \eta r^3)^{0,5} \times 10^{-5}$$

q = charge maximale d'après RAYLEIGH (S.I)

η = tension superficielle (S.I)

r = rayon (S.I)

Ce critère n'est utilisable que lorsque la goutte considérée est dans un champ électrique nul , ce qui n'est pas le cas des orages .

De nombreux auteurs ont étudié la charge des hydrométéores dans le nuage d'orage ou juste à sa base , les mesures les plus récentes (ANDREW, et al. 1987) faites au NEW MEXICO , USA jusqu'à une altitude de 10,4 Km à l'isotherme -30°C , indiquent que la majorité des particules portent des charges de l'ordre de -100 à -500 picocoulomb (pC). Quelques charges

positives sont détectées entre les isothermes -13°C et -15°C , les valeurs les plus élevées sont de l'ordre de 200 pC . Les mesures de MARSHALL et WINN (1982) avaient déjà mis en évidence l'existence de ces poches de charges positives à l'intérieur du nuage. Ils utilisent un ballon sonde transportant des capteurs spécifiques de mesure de champ et de charges dans le nuage. Au cours de son ascension le ballon a rencontré deux zones distinctes chargées positivement. La première située à l'isotherme -5°C a une charge globale de $0,4$ coulomb, la deuxième située à l'isotherme -12°C a une charge globale de 2 coulombs. Ces charges sont réparties sur des particules précipitantes contenues dans le volume correspondant à chaque poche. Les particules ont des diamètres allant de 1 à 3 mm et leurs charges varient entre 10 et 400 pC . Les charges élémentaires les plus fréquentes sont comprises entre 100 et 200 pC ; elles paraissent trop élevées pour envisager qu'elles aient été acquises par un mécanisme de polarisation ou d'induction. Par contre il est vérifié que l'apparition de ces zones de charges positives vient du fait de leur appauvrissement en charge négative après un éclair.

Les conclusions de GASKELL et al. (1977) relatives à l'étude in-situ des charges et dimensions des particules précipitantes d'un nuage d'orage en Floride complètent celles qui précèdent. Au dessus des zones de charges positives s'étend normalement une épaisse couche de charges négatives. La densité volumique de charge mesurée à l'intérieur du nuage vaut -5 nC.m^{-3} , la majeure contribution à cette densité vient des particules de 1 mm de diamètre, leur charge est égale en moyenne à -100 pC . Il n'existe pas un rapport entre la taille et la charge des particules. Les zones de charges positives ont une faible extension, elles n'existent pas quand la précipitation est faible ont-ils conclu.

A partir de mesures in-situ SIMPSON et SCRASE (1937) ont proposé

une structure tripolaire du nuage d'orage : figure 28 . Il existe une poche de charges positives sous la principale région de charges négatives . Les particules précipitantes dans cette poche sont en grande majorité chargées positivement . La densité de courant associée à ces particules dépasse 10 nA.m^{-2} (MACCREADY et PROUDFIT 1965 , MOORE 1976 , MARSHALL et WINN 1982 , MARSHALL et MARSH 1986) .

DINGER et GUNN (1946) ainsi que DRAKE (1968) ont montré que les particules de glace en fusion se chargent fortement positivement au cours de leur changement d'état . Une autre explication sur l'origine des charges positives a été donnée par MALAN (1952) : l'existence des charges positives est attribuée aux ions positifs générés par effet de pointe produit sous le nuage . Pour HOLDEN et al. (1983), la zone de charges positives apparaît après la manifestation des premiers éclairs qui déposent des ions de charge positive sur les particules contenues dans le volume concerné .

Le modèle d'électrification simple le plus couramment avancé fait état d'une accumulation de charges négatives à la base du nuage et positives au sommet . Dans un tel modèle la poche de charges positives qui donne une structure tripolaire au nuage n'est pas mentionnée : MAGONO (1978) figure 29 . Cette distribution des charges laisse envisager que les gouttes quittant la base du nuage sont dans ces conditions essentiellement négatives .

N'ayant pas fait de mesure de charge électrique à la base des nuages au moment des orages étudiés ici, nous ne pouvons qu'émettre des hypothèses proches des observations faites par d'autres auteurs sur les nuages orageux pour interpréter nos résultats .

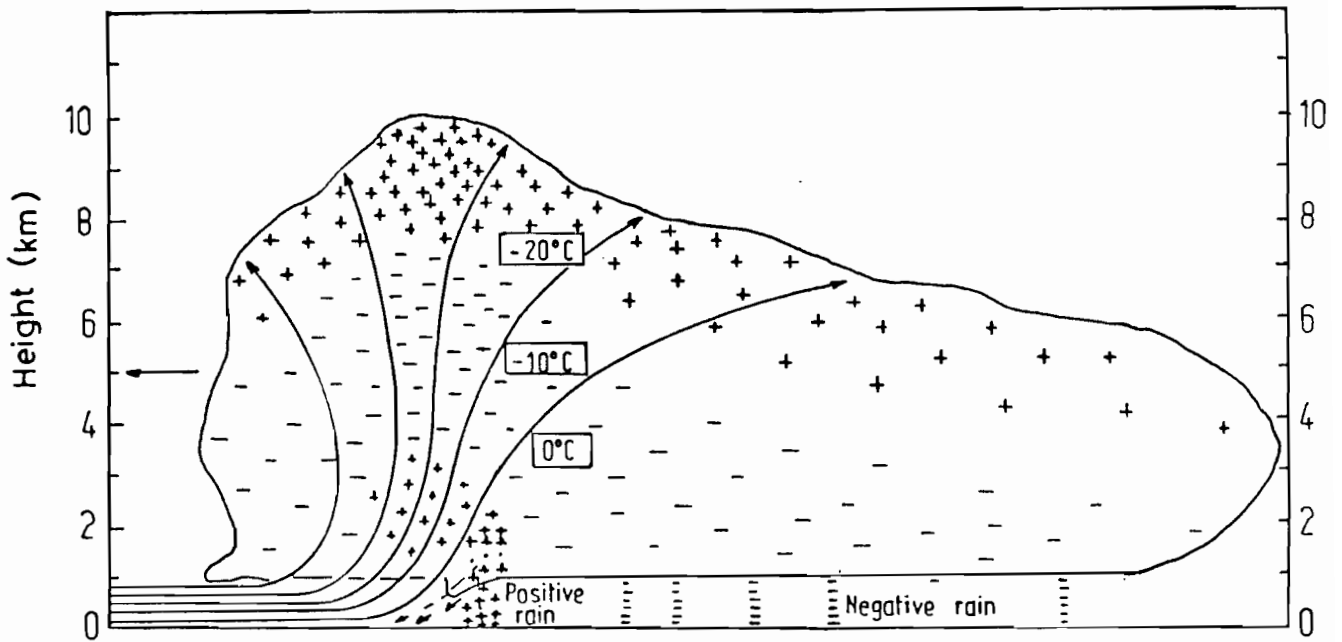


Figure 28 : STRUCTURE TRIPOLAIRE DU NUAGE D'ORAGE
D'APRES SIMPSON ET SCRASE (1937)

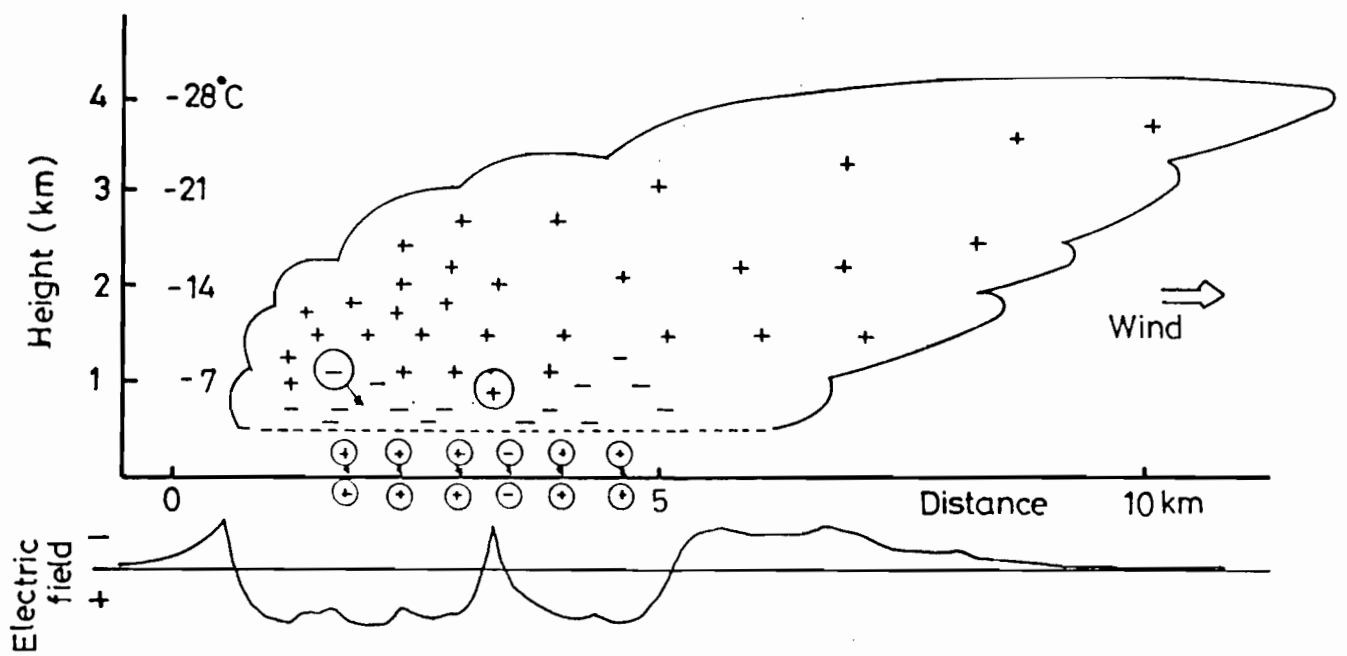


Figure 29 : REPARTITION DES CHARGES DANS LE NUAGE D'ORAGE
 ET LE CHAMP ELECTRIQUE ASSOCIE AU SOL
 (D'APRES MAGONO 1978)

a) Cas des orages

La majorité des gouttes recueillies pendant les orages sont chargées positivement. Les figures 30a-30b présentent les histogrammes des charges de goutte des orages des 30-11-88, 5-4-89, 16-4-89, 11-5-89. On remarque dans l'ensemble la prépondérance des gouttes chargées positivement. Les valeurs de N^+/N^- sont respectivement de 13, 48, 27 et 4 pour les quatre cas précités. Les charges positives s'observent surtout pendant la phase active, tandisqu'il faut attendre vers la fin de la précipitation pour compter quelques charges négatives. La gamme des charges s'étend de -80pC à $+260\text{pC}$. La population des charges comprises entre 40pC et 80pC est la plus nombreuse. Nous nous appuyons sur deux phénomènes pour expliquer cette remarque : l'effet corona et la capture sélective d'ions (WILSON 1929).

Le champ électrique souvent positif et très intense crée l'effet corona au sol. Il s'en suit une élévation de la concentration des ions positifs dans l'atmosphère. La goutte de pluie tombant est polarisée sous l'effet du champ et porte des charges négatives sur sa demi face inférieure. Dans son mouvement de chute, la goutte peut capter par attraction électrostatique les ions positifs contenus dans l'air qui remontent à sa rencontre. Dans ces conditions la goutte parvient au sol avec un gain de charges positives.

Si la goutte sortant de la base du nuage est négative et de petite taille, par capture d'ions cette dernière verra sa charge rapidement neutralisée, elle acquerra ensuite une charge essentiellement positive. Implicitement la goutte aura aussi grossi. GUNN (1947) a mesuré à différentes altitudes ainsi qu'au sol sous un même orage les charges portées par les gouttes de pluie, il a montré qu'au cours de sa chute

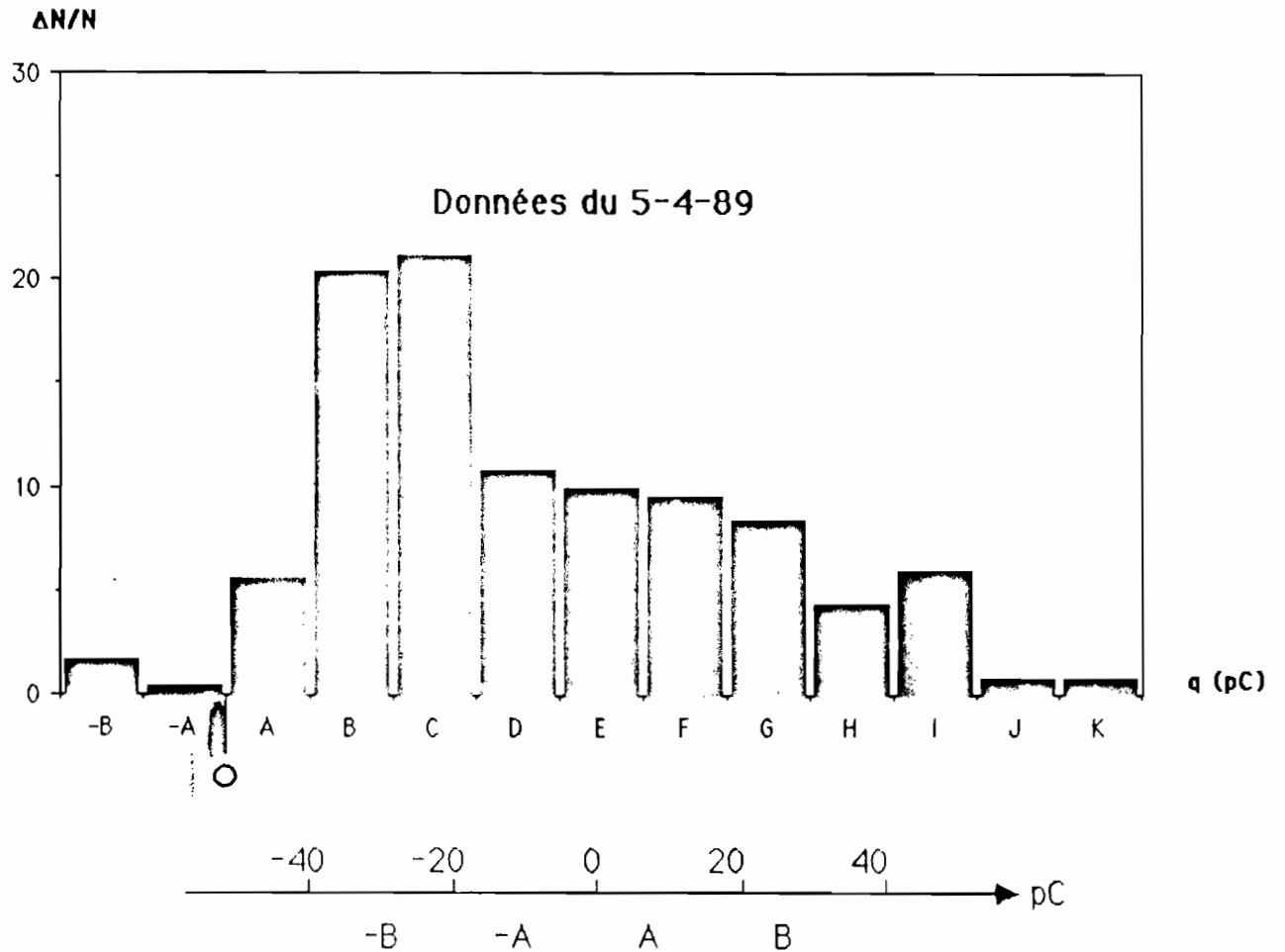
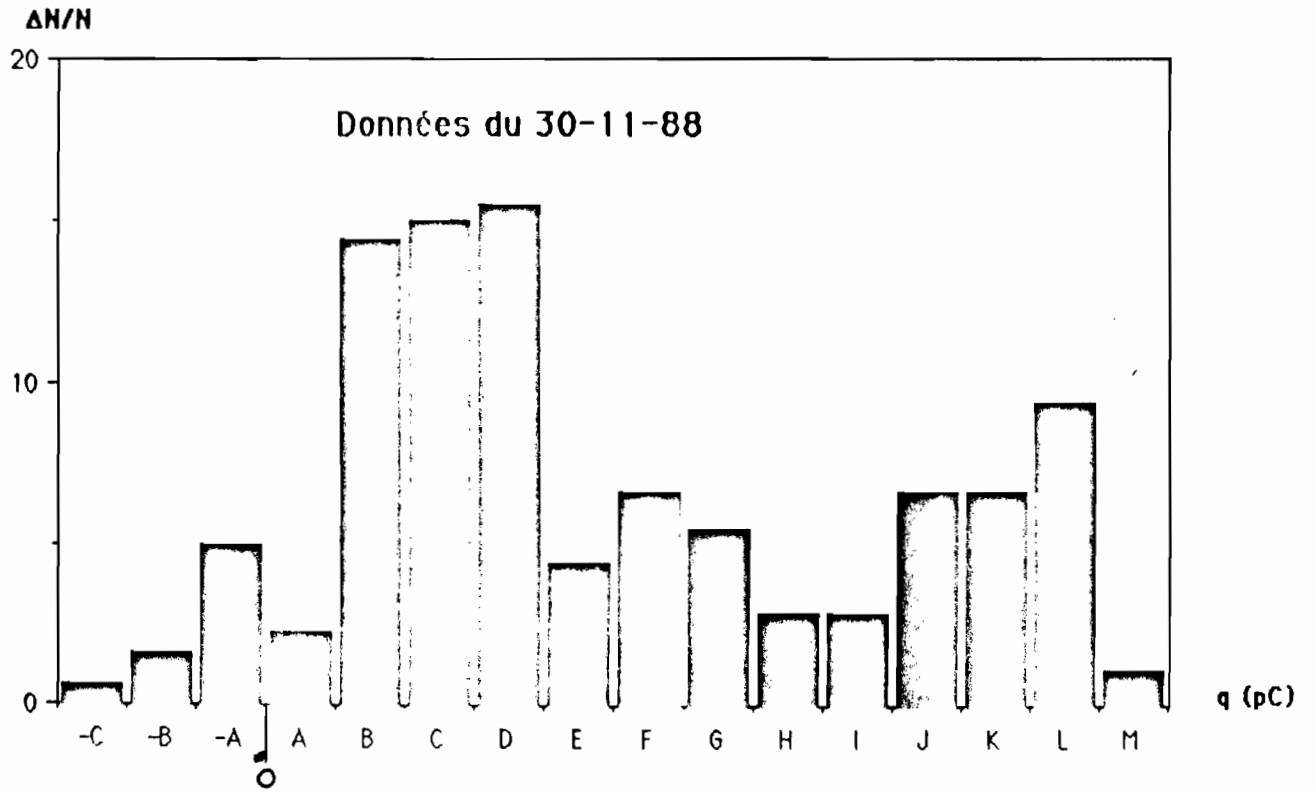


Figure 30a : HISTOGRAMMES DES CHARGES DE GOUTTES

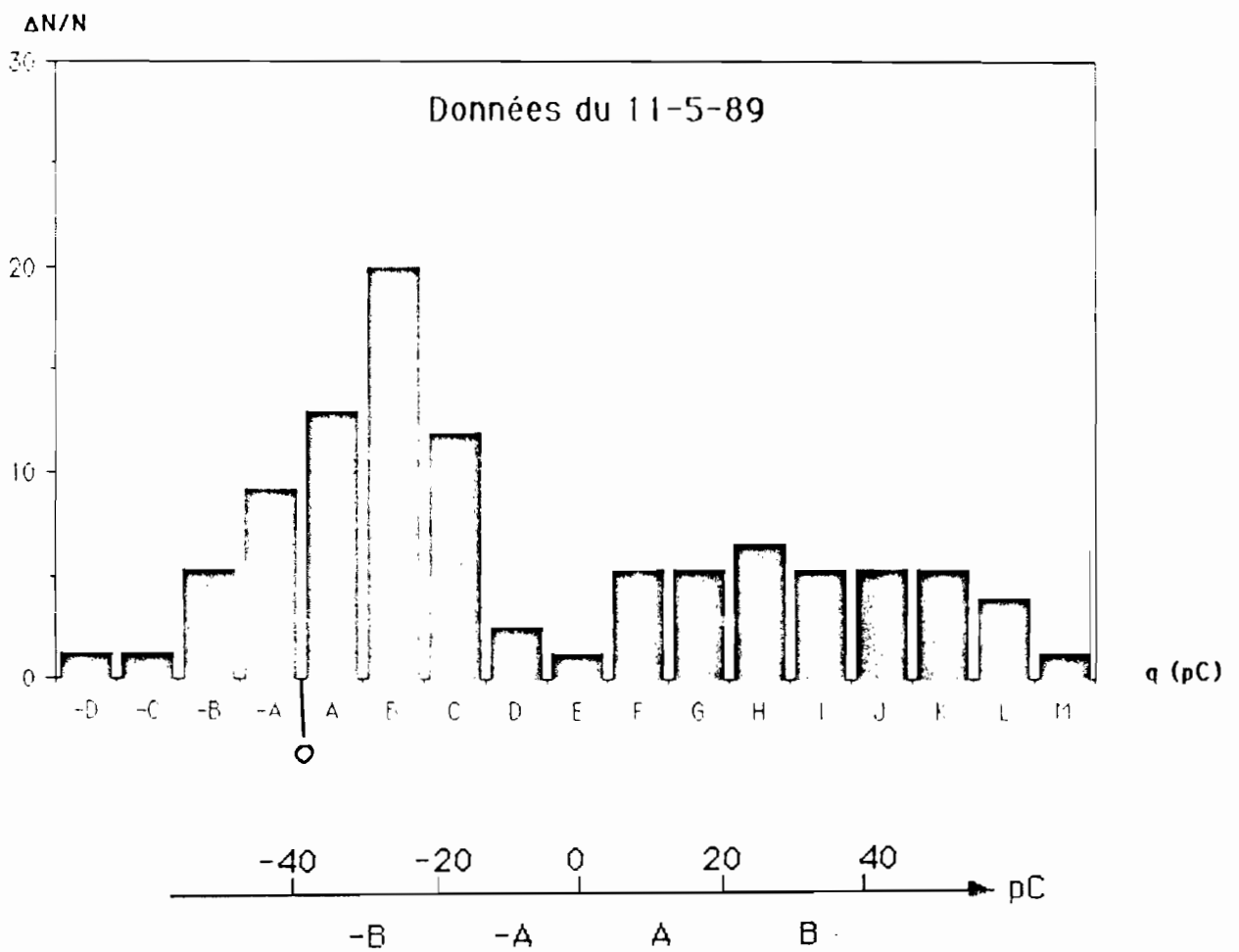
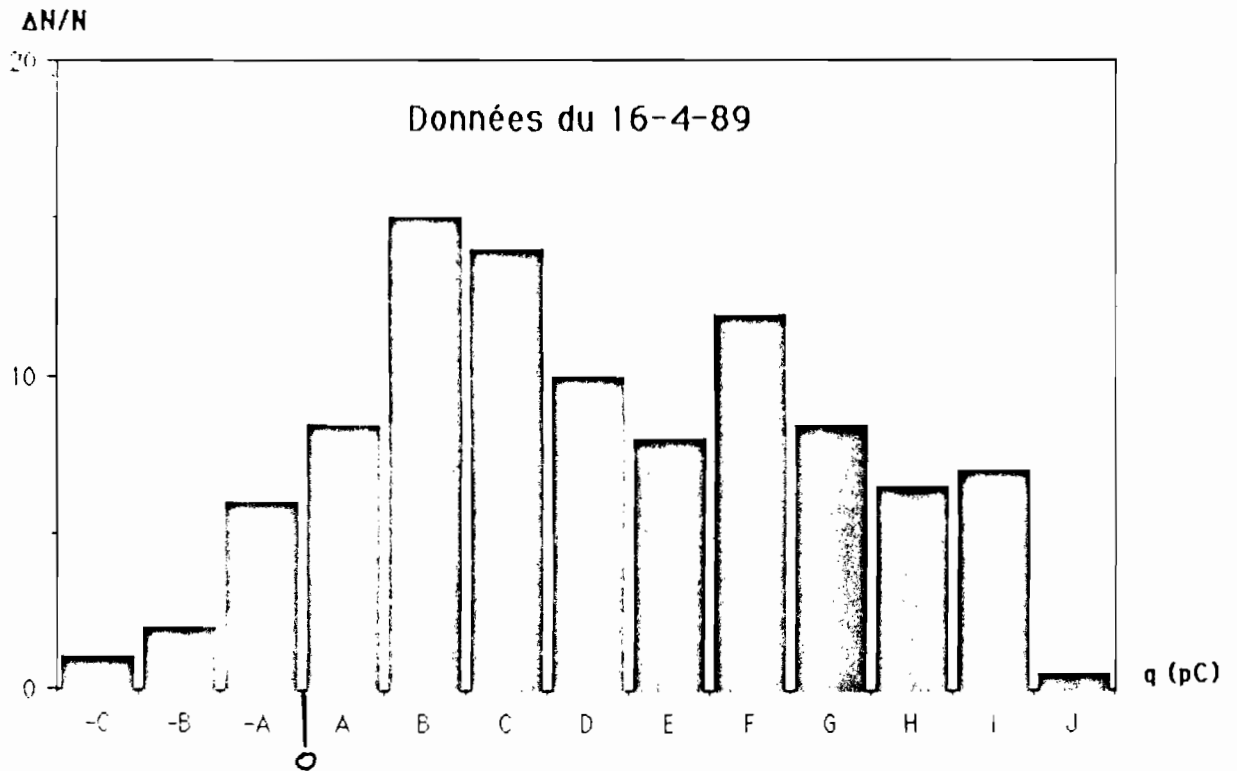


Figure 30b: HISTOGRAMMES DES CHARGES DE GOUTTES

chaque goutte positive voit sa charge augmenter , mais elle peut perdre une partie de cette charge quand elle approche le sol . Cette perte de charge pourrait s'expliquer par la fixation des ions négatifs présents à la limite du sol qui neutralisent une partie de la charge positive de la goutte.

Quant aux gouttes initialement neutres ou positives qui sortent de la base du nuage , elles feront l'objet d'acquisition ou de renforcement de charge suivant le même processus de captation .

A la suite d'un éclair , le champ s'inverse rapidement et atteint une valeur négative très élevée . Pendant ce temps les charges négatives émises par corona montent dans l'atmosphère , elles peuvent être capturées par les gouttes . Ce phénomène qui ne dure que quelques secondes avant que le champ ne repasse par zéro , contribue à charger négativement les gouttes de pluie au sol . L'éclair transfère généralement des charges négatives du nuage au sol . Il participe à la formation de poches de charges positive à la base du nuage . La fréquence des éclairs est très élevée pendant les orages observés . Pour preuve lorsqu'on observe la carte mondiale des niveaux kérauniques , on remarque que l'AFRIQUE DE L'OUEST fait partie des régions les plus foudroyées du monde . En COTE D'IVOIRE ce niveau atteint la valeur de 120 , ce qui représente trois à quatre fois plus que la moyenne européenne . Nous avons détecté 60 à 90 éclairs sur des orages et sur une durée d'une demi-heure . Les résultats obtenus par DESPIAU et LAROCHE (1980) lors de la précampagne de mesure de champ électrique au sol dans le cadre de l'étude sur la convection profonde tropicale (CO.P.T. 81) , ont permis de dénombrer 185 éclairs en moyenne par orage .

Il ressort de toutes ces explications , que la charge acquise par les gouttes est liée à la polarité et à l'intensité du champ électrique .

SCRASE(1938) , CHALMERS et LITTLE(1947) ont montré une relation

de similitude entre le signe de la charge des gouttes au sol et celui du champ électrique, à partir de la mesure simultanée de ces deux paramètres. Leur résultat indique que le signe du champ est le même que celui de la charge des gouttes. Dans le même ordre de raisonnement, SIMPSON (1949) a présenté la relation suivante liant la charge et le champ dans lequel les gouttes tombent

$$q = 4,8 \cdot 10^{-8} (E - 400)$$

q : charge des gouttes dans un volume d'un mètre-cube ($C \cdot m^{-3}$)

E : champ électrique ($V \cdot m^{-1}$)

La relation indique qu'au delà de $400 V \cdot m^{-1}$ le signe du champ est celui de la charge des gouttes. A l'époque, la convention de signe adoptée pour l'orientation du champ est l'inverse de celle de maintenant et les mesures faites par SIMPSON (1949) et reportées dans un même repère montrent que le tracé du champ électrique est l'image réfléchie du tracé de la charge des gouttes. Ce comportement est appelé "mirror effect" figure 31.

CHAUZY et al. (1981), lors de l'expérience C.O.P.T. 81 ont enregistré simultanément au sol le champ et la charge des gouttes de pluie sous des précipitations orageuses. Leur résultat présente le rapport R du nombre N de gouttes de signe opposé au champ au nombre n de gouttes de même signe que lui $R = N/n$. Les valeurs de R varient de 1,7 à 2,3 tant que le champ mesuré est différent de zéro. Quand le champ est nul, R est égal à 1. Pendant la phase active de la précipitation, la majorité des gouttes sont positives. Cette prépondérance des charges positives est en accord avec nos résultats. Ils ont en outre constaté eux qu'il y a opposition de signe entre le champ et la charge des gouttes.

b) Cas des averses

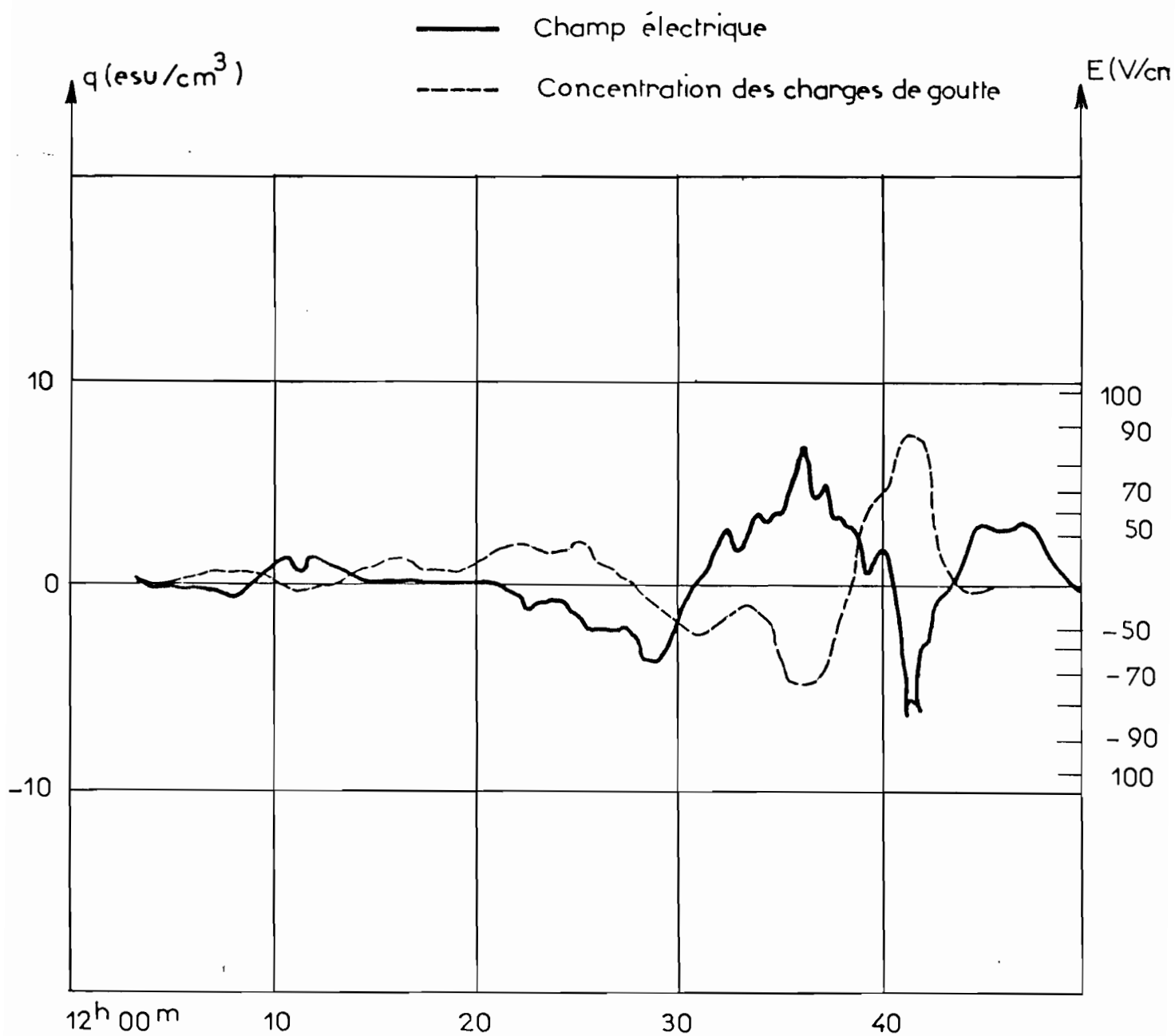


Figure 31 : "Mirror Image effect" d'après simpson (1949)

$$1 \text{ esu} = \frac{1}{3} 10^{-9} \text{ Coulomb}$$

Ce qui caractérise l'averse c'est la faible valeur du champ électrique, la faible valeur des charges de goutte et l'absence d'éclair . D'après WICHMANN (1952) ce qui différencie l'averse de l'orage c'est l'absence d'éclair . Cette remarque s'appuie sur l'état électrique des nuages impliqués . En effet le cumulus initiateur d'averse ne comporte pas en sa base une poche de charges positives . Or l'existence de cette poche a pour effet de renforcer le gradient de potentiel , pour enfin initier les décharges électriques intra-nuage ou nuage-sol . Les valeurs moyennes des charges positives sont 15,4 pC et 12,7 pC respectivement pour les averses des 19-2-89 et 20-5-89 , alors que la plus faible moyenne calculée sur les orages est de 54,2 pC (voir tableau A) . Quant aux moyennes des charges négatives relatives aux averses , elles sont du même ordre de grandeur que celles calculées sur les orages . Les histogrammes (figure 32) indiquent que les charges varient de -60pC à +40pC sur les gouttes recueillies pendant ces précipitations très brèves .

GSCHWEND (1920) évoquait que la charge moyenne des gouttes issues des orages était deux fois supérieure à celle d'autres types de précipitation.

Pendant l'averse du 20-5-89 les charges des deux signes sont presque en nombre égal, cette remarque est aussi valable pour le faible orage du 6-3-89 (figure 33) . Les charges des deux signes sont régulièrement réparties sur toute la durée de la précipitation . Du fait de la faible valeur du champ on ne peut pas envisager la manifestation d'un phénomène corona . L'atmosphère contient donc des ions des deux signes sensiblement dans la même proportion . Les gouttelettes issues de la base du nuage d'averse (cumulus) , quelle que soit leur charge vont grossir par collection pendant leur chute . La probabilité d'être chargée positivement ou négativement est la même . Dans ces conditions le courant de précipitation issu de ces types de pluie est négligeable.

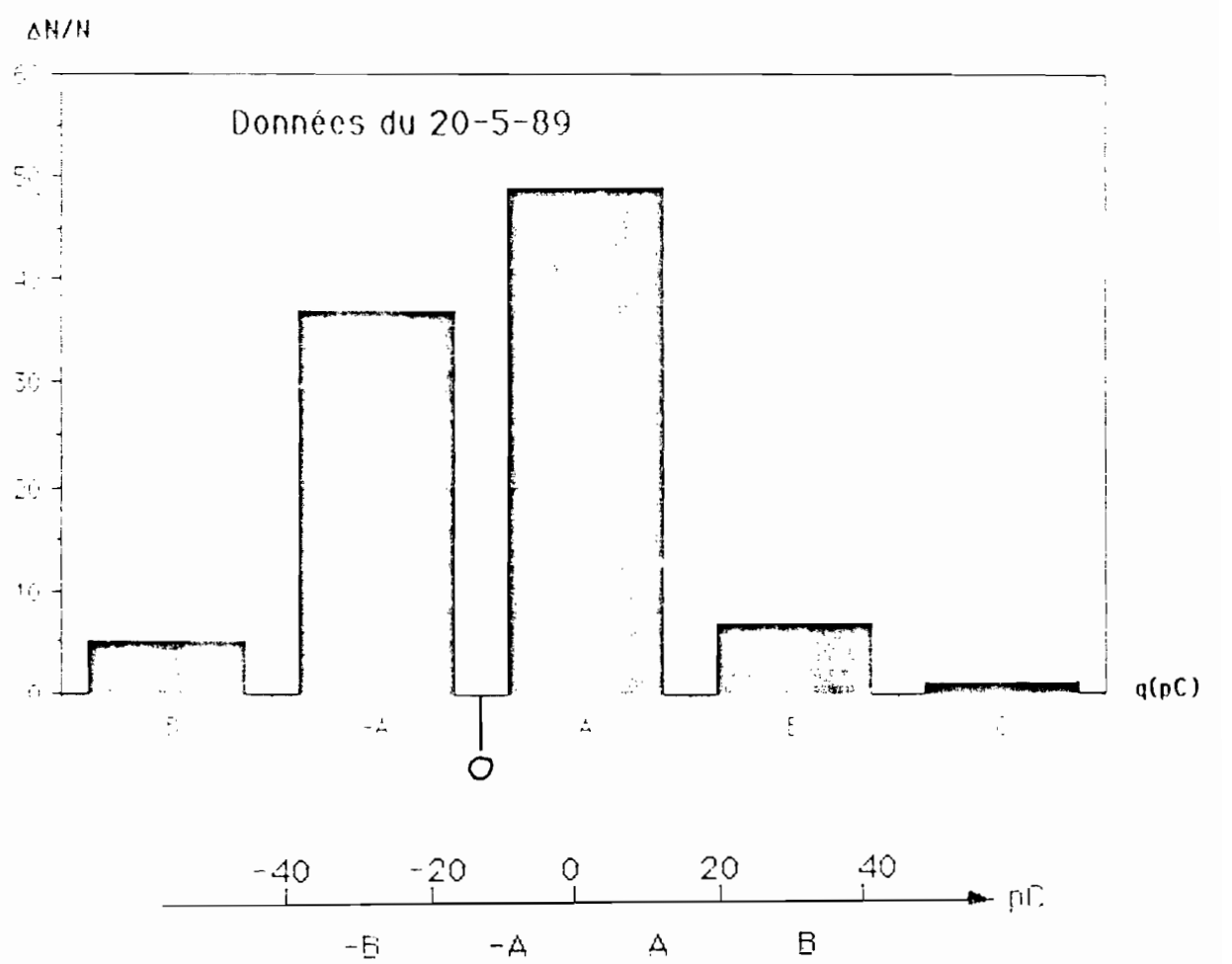
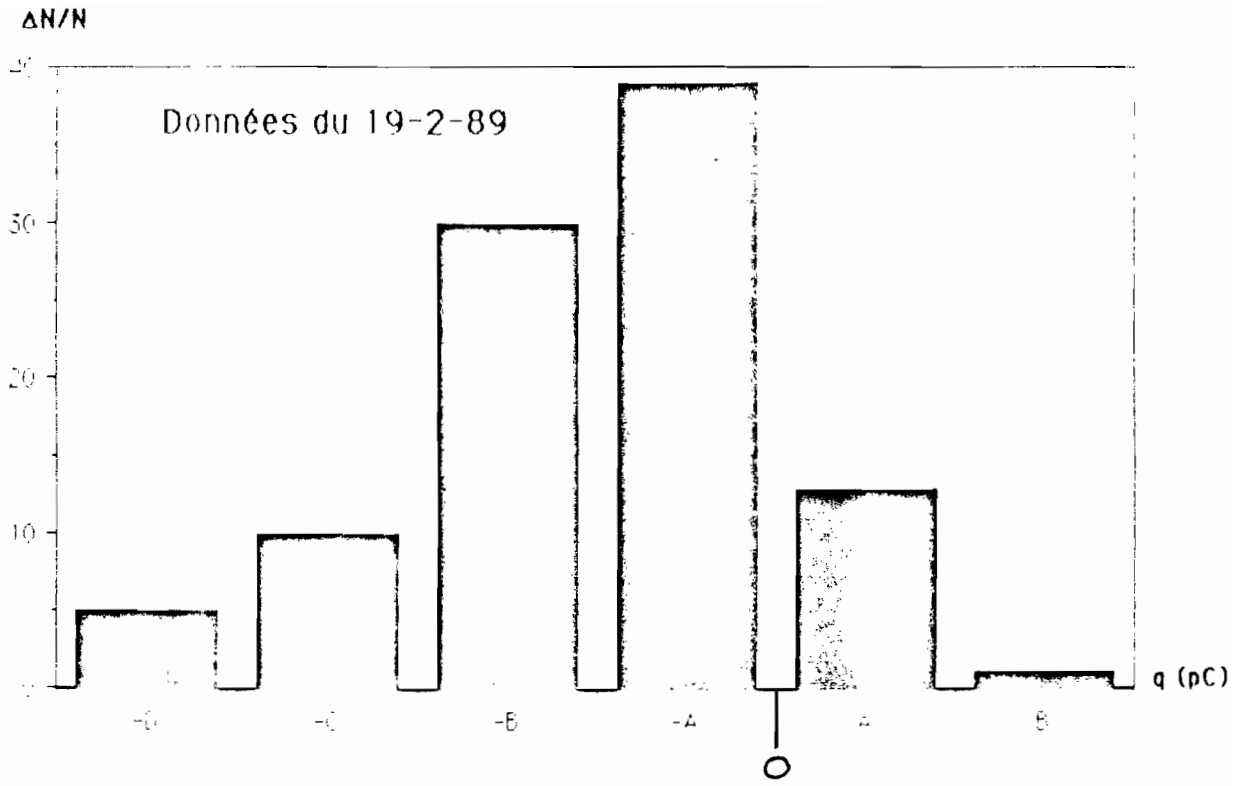


Figure 32 : HISTOGRAMMES DES CHARGES DE GOUTTES

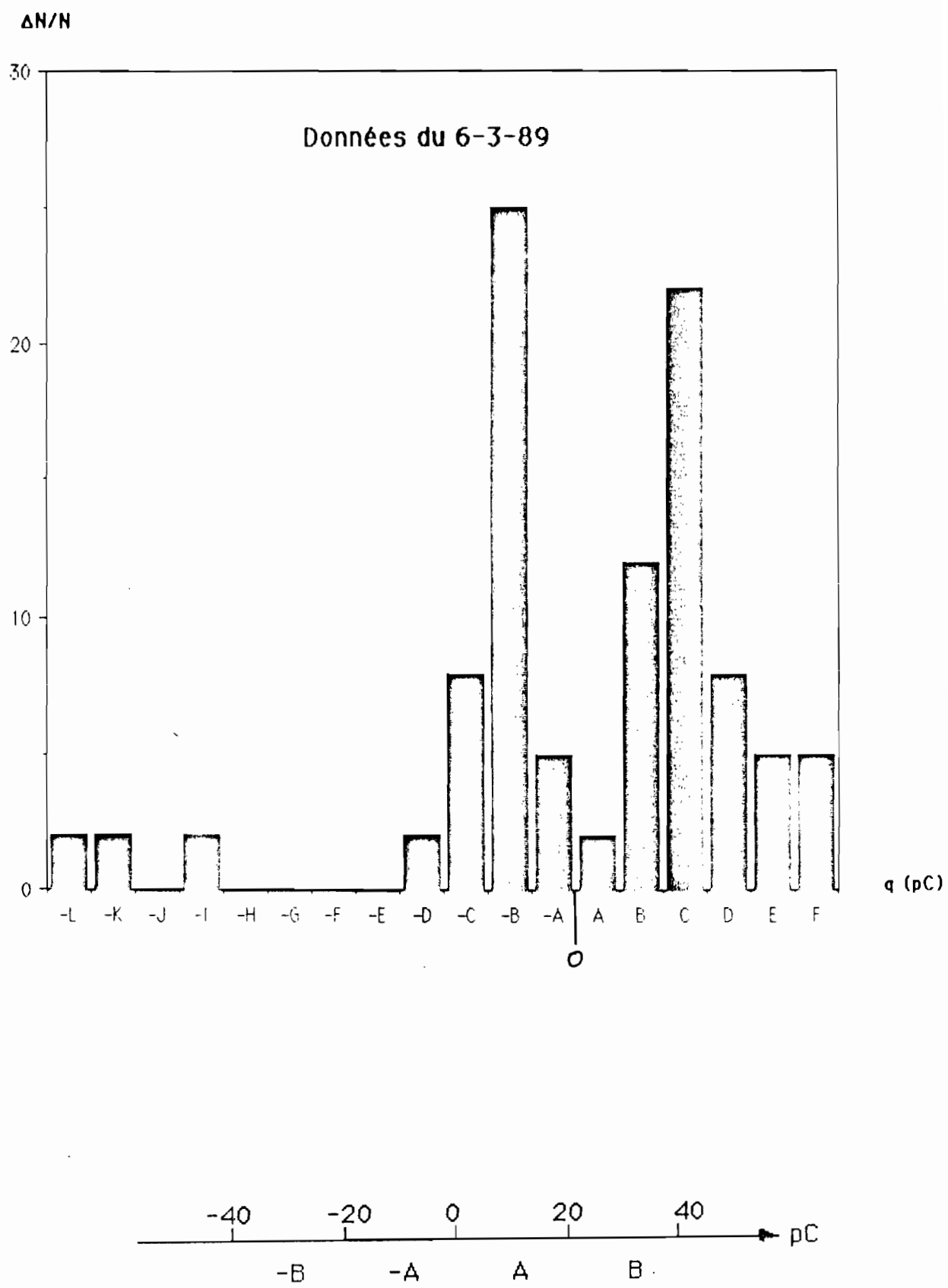


Figure 33 : HISTOGRAMME DES CHARGES DE GOUTTES

Une attention particulière a été portée sur l'averse du 19-02-89 . celle-ci s'est produite pendant la saison sèche , c'est la première précipitation après le passage de l'harmattan . L'harmattan est un vent saisonnier très sec de N.E à E.N.E d'origine sahélienne . D'après les mesures de champ électrostatique faites pendant l'harmattan , il a été constaté que le champ s'inverse par rapport à celui de beau temps . L'explication à cette inversion est que pendant l'harmattan , un flux d'aérosol d'origine sahélienne laisse en suspension dans l'atmosphère de la poussière formée de petites particules de diamètre compris entre 0,1 et 0,4 μ (ETTE 1969) et porteuses de charges électriques (RUDGE 1913) . MC KEOWN (1958) a échantillonné des particules de poussière à IBADAN (NIGERIA) , il a mesuré des diamètres inférieurs à 0,4 μ et a constaté que ces particules étaient porteuses de charges électriques . Selon LATHAM (1964) l'électrisation des particules de poussière a lieu par collision dans l'atmosphère au moment de leur dispersion . Lorsqu'une grosse particule de poussière entre en collision avec une autre plus petite il y a transfert de charge négative de la grosse vers la petite . Il s'agit tout simplement d'une séparation de charge qui porte les grosses particules à une charge nette positive tandis que les petites sont de charge négative . Les mouvements de sédimentation peuvent acheminer les grosses particules au sol . Les charges portées par les petites particules forment alors un pôle négatif qui impose un champ positif au sol donc une inversion par rapport au champ de beau temps .

L'averse du 19-2-89 correspond à un cas de lessivage atmosphérique. Les gouttes ont probablement collecté au cours de leur chute les fines particules de poussières chargées électriquement . Il s'en suit que la majorité des gouttes sont chargées négativement comme les fines particules restées en suspension dans l'atmosphère . Le courant de

précipitation est dominé par les charges négatives , il n'y a pas de rapport avec le champ qui a très peu varié pendant cette averse .

4-4-3 IMPORTANCE DU COURANT DE PRECIPITATION

En terme de signe nous conviendrons que les charges négatives descendantes créent un courant positif, tandis que des charges positives descendantes créent un courant négatif au sol et vice versa .

Le courant de précipitation doit son existence aux charges portées par les gouttes de pluie , nous voudrions montrer ici son importance en tant que composante du courant de Maxwell .

En région tropicale en période de mousson les précipitations sont d'une forte intensité et d'une longue durée (ACHY et al. 1988) . De même MOUPFOUMA (1987) faisait la remarque suivante : on a observé des intensités de précipitation maximum de 240 mm/h en région tropicale (COTE D'IVOIRE) contre 55 mm/h en région tempérée (MENDLESHAM) . DESPIAU (1976) a mesuré un maximum d'intensité de précipitation égal à 36 mm/h en région tempérée . Nos travaux ne comportent pas de mesure d'intensité de précipitations . Nous disposons simplement des hauteurs de pluie tombée par intervalle d'une heure , elles varient de 100 mm à 200 mm pour les orages tandis que les averses sur une durée de 10 à 15 mn on enregistre 30 mm de pluie .

Toutefois l'intensité des précipitations ne saurait être le paramètre déterminant pour expliquer l'importance du courant de précipitation . Il faut surtout s'intéresser à la contribution électrique des charges transportées par les gouttes .

Les densités de courant de précipitation dont nous disposons sont des moyennes calculées sur la durée totale de chaque orage elles sont

comprises entre $-1,8 \text{ nA.m}^{-2}$ à $-8,5 \text{ nA.m}^{-2}$. D'après CHALMERS (1967), les orages en fournissent jusqu'à 10 nA.m^{-2} .

Le courant de précipitation doit son importance aux charges des hydrométéores, elles mêmes sont liées à la microphysique du nuage à son caractère électrique et à la conductivité de l'atmosphère dans laquelle chutent les gouttes.

Les nuages qui ont conduit à ces orages sont essentiellement des cumulonimbus. Nous avons comparé les charges recueillies à celles d'autres auteurs qui ont fait leurs mesures au sol en région tempérée et sous orage. HUTCHINSON et CHALMERS (1951) ont mesuré un maximum de charge de 20 pC . BANERJI et LELE (1952) ont trouvé un maximum de -100 pC . Ces valeurs paraissent deux à trois fois plus faibles que celles que nous avons mesurées en région tropicale.

Il est admis que la captation des ions contenus dans l'atmosphère contribue principalement à l'acquisition de charges sur les gouttes. En cas d'orage, ces ions sont principalement des ions corona produits par effet de pointe. Il apparaît donc qu'une relation existe entre l'effet de pointe et le courant de précipitation. SIMPSON (1949) après une étude comparative de ces deux paramètres a suggéré que le courant de précipitation est opposé et proportionnel au courant corona, le coefficient de proportionnalité dépend de l'intensité de précipitation suivant l'expression :

$$\frac{J}{I} = - \frac{1}{400} \left(\frac{R'}{R' + 20'} \right)$$

J : densité de courant de précipitation en A.m^{-2}

I : courant dû à l'effet de pointe en A

R' : intensité de précipitation en mm/h

Pour expliquer l'opposition des deux types de courant , nous supposons que l'effet de pointe a eu lieu à partir d'un champ positif. Les charges positives créées par corona se déplacent vers le haut , le courant corona est donc positif . Quant aux gouttes qui traverseront l'atmosphère, elles captent les ions corona positifs montants et apportent des charges positives au sol ; dans ce cas le courant de précipitation est négatif . HUTCHINSON et CHALMERS (1951) ont fait le même constat de proportionnalité entre les deux types de courant : courant total de précipitation et courant corona , selon eux le coefficient de proportionnalité liant ces deux termes augmente plutôt avec la taille des gouttes .

Il aurait fallu une observation par radar météorologique pour intégrer J_p sur toute la surface concernée par la précipitation afin d'obtenir le courant total de précipitation . A défaut de la valeur de ce dernier , nous avons dans le cas de nos mesures , comparé la moyenne de la densité de courant de précipitation J_p au courant corona .

Date	30-11-88	11-3-89	21-3-89	5-4-89	16-4-89	11-5-89	5-6-89
J_C (nA.m⁻²)	10,8	0,1	0,1	28	36,3	4,5	7,2
J_p (nA.m⁻²)	-7,9	-4,3	-2,3	-4,1	-8,5	-1,8	-4,3

J_p : Moyenne calculée sur la durée totale de l'orage .

J_C : Calculée à partir de la relation de STANDLER en considérant le champ statique maximum positif .

On constate que J_p est négatif sur tous les orages observés, il est opposé à J_C . D'après le bilan dressé par ISRAEL (1973) : pour un orage produisant un courant total de 1A au niveau du sol, on a la répartition suivante : + 0,2 A de courant dû aux éclairs ; -0,3A de courant de précipitation et 1,1 A de courant corona. Il apparaît que le courant de précipitation s'oppose aux autres courants qui rechargent la terre.

A l'exception des précipitations des 11 et 21 mars 69 J_C reste toujours supérieure à $|J_p|$. L'effet de pointe ayant eu lieu il apparaît que si le champ est suffisamment intense, tous les ions positifs ainsi produits participent au courant corona. Seuls ceux qui sont capturés par les gouttes de pluie contribuent au courant de précipitation, en sens inverse. Plus l'intensité de la précipitation augmente et plus la probabilité de voir les ions positifs ramenés au sol par les gouttes de pluie sera élevée. Donc pour des champs intenses $|J_C| > |J_p|$. Cette inégalité sera moins accentuée avec l'augmentation de l'intensité de la précipitation.

Lorsqu'on considère les événements des 11 et 21 mars, les valeurs de J_C calculées paraissent trop faibles par rapport à d'autres obtenues ailleurs avec les mêmes intensités de champ. En effet les mesures directes de densité de courant corona faites à travers des arbustes ont donné les résultats suivants :

- * 100 nA.m^{-2} dans un champ de 12 kV.m^{-1} et 1 nA.m^{-2} dans un champ de 8 kV.m^{-1} (STANDLER et WINN 1979)
- * 10 nA.m^{-2} dans un champ de 1 kV.m^{-1} (VONNEGUT et DOLEZALEK 1972)

Les aspérités du sol du lieu des mesures jouent un rôle très important dans la valeur de l'intensité du courant corona.

a) Comparaison de J_p et $\epsilon \partial E / \partial t$

Date	30-11-88	11-3-89	21-3-89	5-4-89	16-4-89	11-5-89	5-6-89
$\epsilon \frac{\partial E}{\partial t} (\text{nA.m}^{-2})$	6	5	1,6	4,5	12	9	2,5
$J_p (\text{nA.m}^{-2})$	-7,9	-4,3	-2,9	-4,1	-8,5	-1,8	-4,3

Le tableau ci-dessus comporte les moyennes du courant de déplacement $\epsilon \partial E / \partial t$ (au voisinage de $E=0$) et du courant de précipitation J_p en période d'orage. En comparant ces deux composantes du courant de Maxwell, on constate dans trois cas que $|J_p|$ est supérieure à $\epsilon \partial E / \partial t$, dans deux autres elles sont presque égales. Dans l'ensemble, J_p n'est pas négligeable devant $\epsilon \partial E / \partial t$, ses plus faibles valeurs représentent au moins 20% de $\epsilon \partial E / \partial t$. Il convient de préciser que nous avons les valeurs de J_p pour toutes les précipitations, qu'elles soient des averses ou des orages. Par contre la valeur $\epsilon \partial E / \partial t$ (au voisinage de $E=0$) n'est mesurable qu'au moment de la régénération du champ après un éclair qui a inversé sa polarité. Cette condition explique pourquoi $\epsilon \partial E / \partial t$ n'a été déterminé que pour les précipitations orageuses.

Nous nous intéressons à l'orage du 11-5-89. Pendant la phase active de l'orage $\epsilon \partial E / \partial t$ (au voisinage de $E=0$) varie très peu, sa valeur est restée voisine de 9 nA.m^{-2} l'implication de ce comportement sur l'électrification du nuage d'orage est que le processus de génération des charges dans le nuage se fait dans un rapport constant. Puisque le champ dans le nuage subit des variations et parfois des inversions de polarité entre éclairs, pendant que $\epsilon \partial E / \partial t$ reste constant, il s'en suit que le

processus d'électrisation du nuage est substantiellement indépendant du champ électrique : cette théorie a été soutenue par BLAKESLEE et KRIDER (1981).

Quant à J_p , sa valeur moyenne est égale à $-1,8 \text{ nA.m}^{-2}$. J_p est négatif, il est ainsi opposé au courant de déplacement $\epsilon \frac{\partial E}{\partial t}$ | $E=0$.

L'observation de l'enregistrement de J_M et de E (figure 24) permet de tirer la valeur moyenne de J_M estimée à $7,5 \text{ nA.m}^{-2}$ pendant la phase active de la précipitation. Cette valeur expérimentale directe comparée à $\epsilon \frac{\partial E}{\partial t}$ (9 nA.m^{-2}) est inférieure à cette dernière de $1,5 \text{ nA.m}^{-2}$, on attribue cette diminution au courant de précipitation. On remarque dans ces conditions particulières que :

$$\vec{J}_M = \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \vec{J}_p \quad (\text{au voisinage de } E = 0)$$

Nous avons calculé J_M à partir de la relation ci-dessus. Les résultats sont reportés dans le tableau suivant :

Date	30-11-88	11-3-89	21-3-89	5-4-89	16-4-89	11-5-89	5-6-89
$\epsilon \frac{\partial E}{\partial t}$ (nA.m^{-2})	6	5	1,6	4,5	12	9	2,5
\vec{J}_p (nA.m^{-2})	-7,9	-4,3	-2,9	-4,1	-8,5	-1,8	-4,3
\vec{J}_M (nA.m^{-2})	-1,9	0,7	-1,3	0,4	3,5	7,2	-1,8

J_M positif au sol correspond à un apport de charges négatives à la terre par l'orage. C'est d'ailleurs le rôle assigné aux orages, ils compensent

les charges déplacées par le courant de conduction de beau temps . La majorité des orages répondent à ce critère de compensation . Il y a trois cas d'orage celui du 30-11-88 celui du 21-3-89 et celui du 5-6-89 qui font exception . Pour le premier cas , le courant de précipitation est très dominant à cause de la forte intensité de la pluie (75 mm de pluie en une demi-heure) . Pour le troisième cas le courant de déplacement étant très faible , pareil pour le courant corona , c'est alors le courant de précipitation bien que moyen qui impose son signe dans le bilan électrique.

4-5 BILAN DES COURANTS EN FONCTION DE LA VARIATION DU CHAMP ELECTRIQUE

Nous allons considérer le comportement le plus fréquent du champ électrique pour faire ce bilan . Le sens du courant sera le même qu'auparavant . Les charges positives se dirigeant vers le sol, correspondent à un courant négatif . Inversement s'il s'agit de charges négatives , le courant est positif .

La figure 34 représente le type de variation sur lequel portera notre raisonnement . Nous allons distinguer différentes phases , sur chacune d'elles nous orienterons les courants existants , pour ensuite déduire l'expression du courant de Maxwell J_M .

PHASE 1

Entre les instants t_0 et t_1 : soit avant l'éclair, le champ statique est positif et supérieur au champ seuil ($E_1 > E_s$) . Il y a donc émission corona.

- Le courant corona J_C lorsque le champ est positif , est aussi positif.
- Le courant de conduction devrait apporter des ions positifs dans

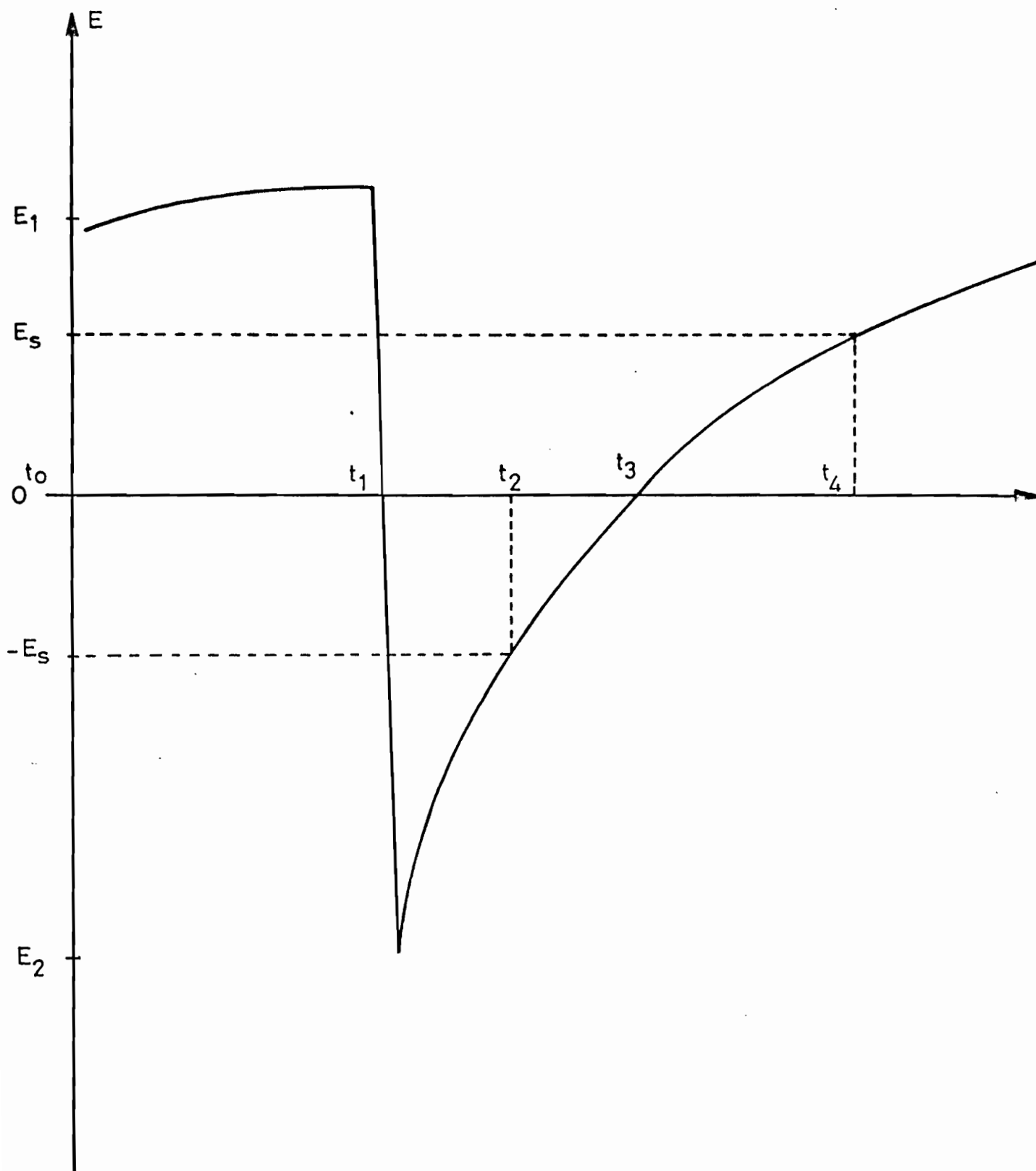


Figure 34 : VARIATION DU CHAMP ELECTRIQUE PENDANT L'ORAGE.

l'atmosphère. S'il y a précipitation, ces ions sont en partie capturés par les gouttes de pluie, dans ce cas le courant de conduction se trouve réduit.

La densité de courant de conduction est égale à ΓE (Γ étant la conductivité de l'atmosphère)

- Le courant de précipitation J_p est dominé par la charge positive que portent les gouttes qui arrivent au sol : il est donc négatif.
- Le courant de déplacement $\epsilon \partial E / \partial t$ est nul puisque le champ est statique.
- Les courants de diffusion et de convection étant négligeables au sol.
- Le courant de Maxwell a alors pour expression :

$$J_M = |J_C| - |J_p|$$

Nous avons présenté au paragraphe 4-4-3 les valeurs de J_C et de J_p . En comparant les valeurs expérimentales maxima de J_p aux valeurs J_C calculées, on peut conclure que :

$J_C > J_p$ est probable =====> J_M positif

Application aux valeurs expérimentales

On estime en moyenne E_1 à 10 kV.m^{-1} (figure 23) ; On prend pour champ seuil de corona $E_s = 4 \text{ kV.m}^{-1}$.

L'effet corona se produisant, J_p correspond au maxima des J_p mesurée sur des intervalles de temps répartis sur la durée de l'orage. $J_p = 6 \text{ nA.m}^{-2}$

$$J_C = 2.10^{-20} E_1 (E_1 - E_s)^2 = 7 \text{ nA.m}^{-2}$$

$$J_M = J_C + J_P = 7 - 6 = 1 \text{ nA.m}^{-2}$$

J_M est positif.

PHASE 2

A l'instant t_1 l'éclair a eu lieu , le saut de champ ΔE est très élevé (une quinzaine de kV.m^{-1}) , il se produit sur un intervalle de temps Δt très court de l'ordre d'une demi seconde .

- Le courant J_L engendré par l'éclair au sol dépend de la nature de l'éclair et de sa direction de propagation .
- Le courant de déplacement est négatif du fait de $\partial E/\partial t$, il domine toutes les autres formes de courant .

$$J_M = - \left| \epsilon \frac{\partial E}{\partial t} \right|$$

Cette phase dure un temps très court , ∂t n'est pas connu avec précision pour permettre le calcul de $\epsilon \partial E/\partial t$.

PHASE 3

Entre les instants t_1 et t_2 d'une dizaine de secondes, le champ est négatif, son intensité est supérieure à E_S . Il y a donc émission corona dans un champ négatif.

- J_C apporte des charges positives au sol et surtout crée des charges négatives au dessus du sol . Il est négatif, sa valeur absolue décroît puisque le champ diminue en intensité .
- Le courant de conduction est marqué par la montée des ions négatifs dans l'atmosphère . Il est réduit par la précipitation .
- La capture des ions négatifs montants par les gouttes peut partiellement neutraliser leur charge initialement positive ou attribuer une

charge nette négative aux gouttes neutres . J_p dans ces conditions est constituée par de faibles charges des deux signes .

- Le courant de déplacement $\epsilon \partial E / \partial t$ est positif . Juste après l'éclair la régénération du champ est d'abord très rapide, donc $\partial E / \partial t$ important .

$$J_M = - |J_C| + J_p + \left| \epsilon \frac{\partial E}{\partial t} \right|$$

Application aux valeurs expérimentales

Le champ atteint la valeur E_2 après l'éclair . $E_2 = -12 \text{ kV.m}^{-1}$

Déterminons J_M juste avant la régénération rapide du champ , c'est à dire au début de la phase 3 , J_C est fonction de E_2 . J_p n'est pas encore modifié. $\partial E / \partial t$ est déduite de la régénération .

$$J_C = 2.10^{-20} E_2 (E_s - E_2)^2 = -15 \text{ nA.m}^{-2}$$

$$\epsilon \partial E / \partial t = 12 \text{ nA.m}^{-2} \quad ; \quad J_p = -6 \text{ nA.m}^{-2}$$

$$J_M = -|J_C| + J_p + \epsilon \partial E / \partial t = -15 - 6 + 12 = -9 \text{ nA.m}^{-2}$$

Par rapport à la phase 1 , cette valeur de J_M indique son inversion à la suite de l'éclair . Au cours de la régénération rapide du champ l'intensité de E diminue , donc la valeur absolue de J_C décroît il en est de même de J_p . J_M tend alors vers une valeur positive .

PHASE 4

Entre les instants t_2 et t_3 , le champ est resté négatif mais inférieur au champ seuil . La décharge par corona a cessé

- J_C est nul
- Le courant de conduction faiblement négatif va s'annuler à l'instant t_3 .
- Le courant de précipitation existe positif ou négatif .
- Le courant de déplacement $\epsilon \partial E / \partial t$ est positif mais moins intense que

pendant la phase 3 .

$$J_M = J_p + \left| \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} \right|$$

PHASE 5

A l'instant t3 le champ est nul . Tous les courants liés directement au champ sont nuls .

- Jp existe , on ne saurait lui attribuer un signe particulier .
- Le courant de déplacement est positif .

$$J_M = J_p + \left| \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} \right|$$

PHASE 6

Entre t3 et t4 , le champ est positif mais toujours inférieur au champ seuil.

- Jc est nul .
- Le courant de conduction est positif mais faible .
- Le courant de précipitation existe . Son signe n'est pas déterminé .
- Le courant de déplacement est positif .

$$J_M = J_p + \left| \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} \right|$$

Application aux valeurs expérimentales

Cette application est valable pour les trois dernières phases . Expérimentalement , la durée de chacune de ces phases est faible , elle est de l'ordre d'une trentaine de secondes , de ce fait , on ne peut pas mesurer Jp avec précision . Les valeurs du champ pendant les phases concernées , étant inférieures au seuil corona ; on peut admettre que les gouttes sont faiblement chargées et que Jp est faible par conséquent . Jp

est alors comparable à la plus faible des moyennes faites pendant qu'il y a des éclairs et sur des durées de 2 mn correspondant à la durée totale des trois phases . $J_p = -3,5 \text{ nA.m}^{-2}$.

$\partial E/\partial t$ est sensiblement le même après la régénération rapide , on peut donc conserver la valeur calculée quand $E=0$. $\partial E/\partial t = 4 \text{ nA.m}^{-2}$ (figure 23).

$$J_M = J_p + \epsilon \partial E/\partial t = -3,5 + 4 = 0,5 \text{ nA.m}^{-2}$$

En comparant cette valeur de J_M à celle obtenue à la phase 1 on constate que J_M tend vers la valeur qu'elle avait avant l'éclair (pendant la phase 1).

PHASE FINALE

Cette phase est analogue à la phase 1 , parce-que $\partial E/\partial t$ tend vers zéro . Le champ tend vers sa valeur statique . Cette phase est la plus longue elle occupe plus des 70% de la durée de l'orage . Elle persiste tant qu'un éclair ne se produit pas : elle est représentative de l'orage .

4-6 ACQUISITION DE CHARGE PAR UNE GOUTTE DANS LA DERNIERE COUCHE ATMOSPHERIQUE

Les mesures de courant de précipitation obtenues à l'intérieur du nuage ne sont pas valables au sol. Vraisemblablement la charge portée par les gouttes de pluie évolue au cours du trajet nuage-sol. A partir d'un modèle numérique nous allons suivre la modification de la charge des gouttes sur une épaisseur de couche atmosphérique de 100 mètres, à la limite du sol. Le choix d'une telle couche vient du fait qu'elle contient la majorité des ions corona créés sous orage. Par simplification nous posons comme hypothèse, que le champ est homogène dans la couche considérée. Contrairement aux hydrométéores glacés qui ont des formes propres, les gouttes de pluie quant à elles se déforment considérablement du fait de la résistance de l'air et également sous l'effet des forces électrostatiques. Les mécanismes expliquant cette déformation indiquent que lorsque la goutte est suffisamment grosse, les forces de surface peuvent provoquer sa déformation. La déformation peut aussi être due à la chute de la goutte. Ce type de déformation se manifeste d'abord suivant une direction horizontale puis a tendance à devenir verticale avant la rupture : figure 35. Nous ne nous intéressons pas dans notre étude à la déformation, nous allons simplement supposer la goutte sphérique tout au long de son évolution dans la couche de l'atmosphère considérée.

4-6-1 EXPRESSION DU CHAMP ELECTRIQUE A LA SURFACE DE LA GOUTTE

La goutte est considérée comme un conducteur de forme sphérique. A la limite du sol où nous travaillons, seule la composante verticale du champ ambiant sera prise en considération.

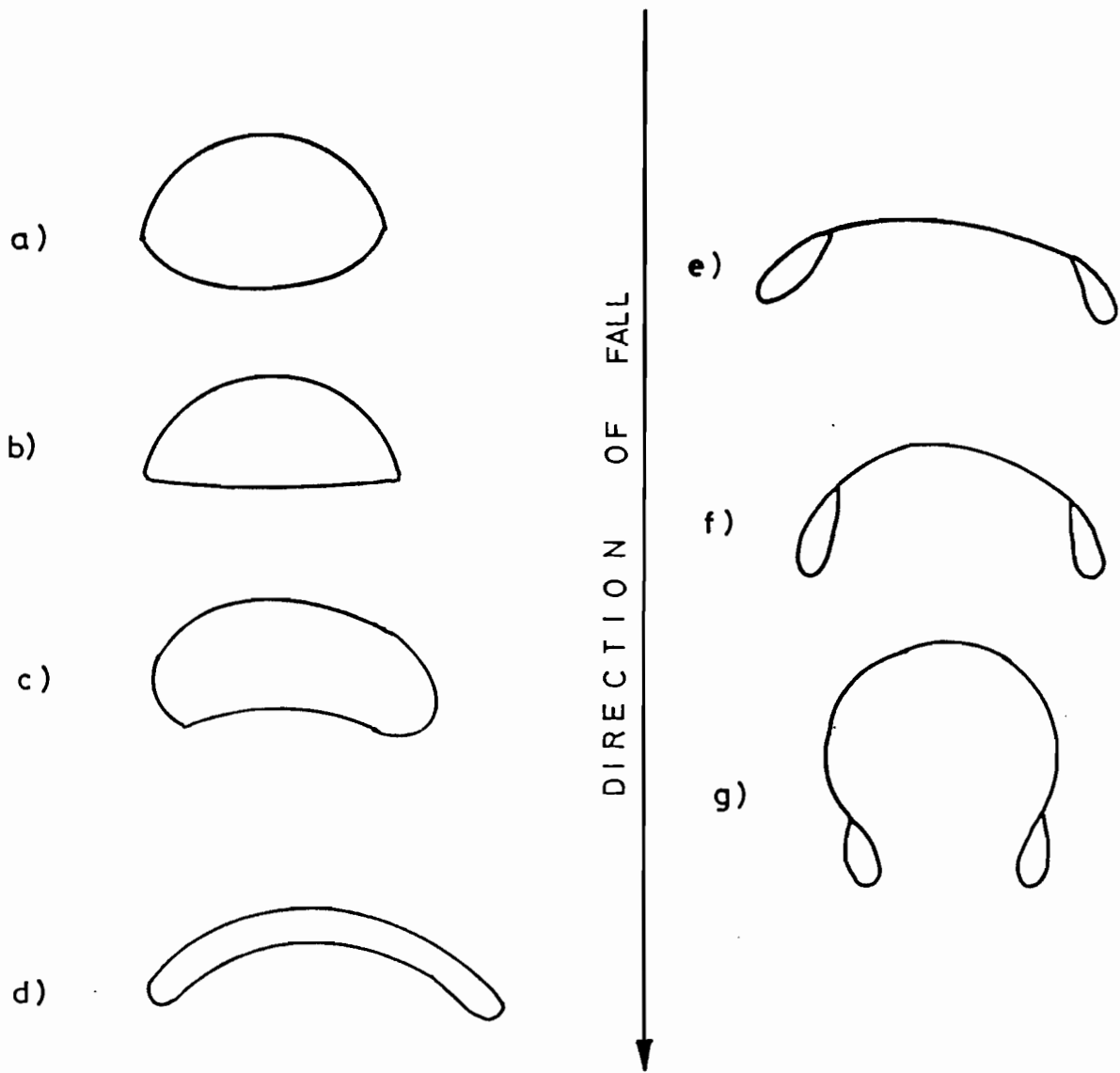


Figure 35 : EXEMPLE DE DEFORMATION DES GOUTTES DE PRECIPITATION DURANT LEUR CHUTE D'APRES MATTHEWS ET MASON (1964)

a) GOUTTE NON CHARGÉE

Lorsqu'on place un conducteur dans un champ électrique il y a apparition de charges induites sur celui-ci . S'il s'agit d'un conducteur sphérique , les charges vont se répartir suivant deux demi-sphères comme l'indique la figure 36 . Les charges créent un champ qui va se superposer au champ ambiant . L'expression du champ radial en un point de la sphère est la suivante :

$$E = 3E_a \cos \theta \quad (\text{DURAND 1966})$$

E_a est le champ ambiant

θ est angle entre la direction de E_a et le rayon passant par le point où l'on calcule le champ

Considérons les deux pôles A et B dans la direction du champ ambiant :

$$E_A = 3E_a \cos \pi = -3E_a$$

$$E_B = 3E_a \cos 0 = 3E_a$$

Il apparaît qu'il y a renforcement du champ aux deux pôles situés sur l'axe du champ . Ce renforcement dépend de la forme de la goutte , il est supérieur à 3 si la goutte connaît un étirement (BOURDEAU 1987) .

b) GOUTTE CHARGÉE

Si la goutte possédait une charge propre avant d'être placée dans le champ électrique , la répartition de charge en surface n'est plus symétrique comme dans le cas de goutte neutre . La charge propre de la goutte crée un champ qui se superpose à celui qui aurait existé en son absence . Elle provoque donc une dissymétrie dans la répartition de l'intensité des champs de surface .

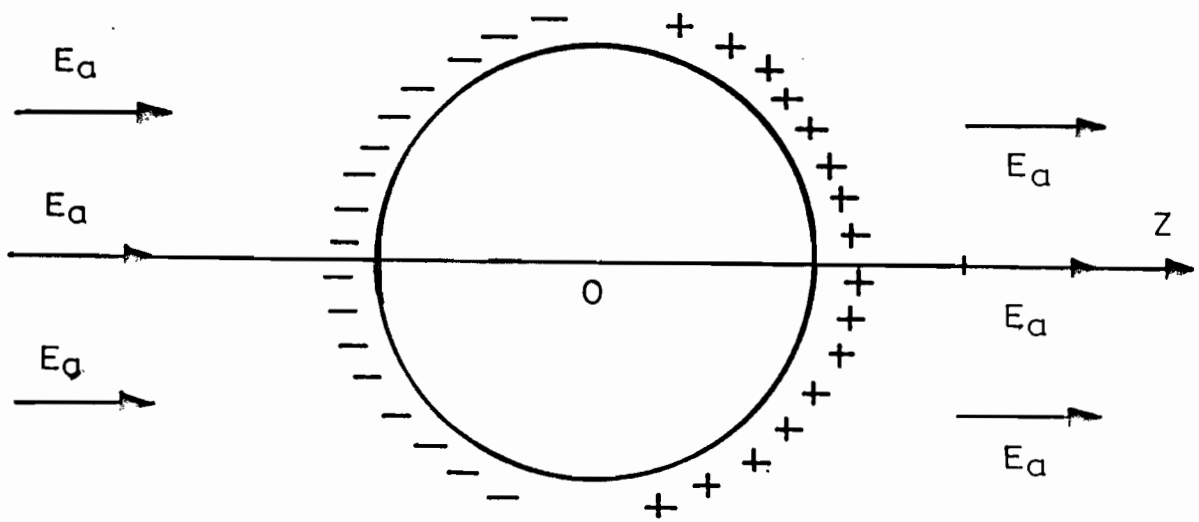


Figure 36 : DISTRIBUTION DE CHARGE SUR UNE SPHERE NEUTRE PLACEE DANS UN CHAMP ELECTRIQUE E_a

Etablissons l'expression du champ électrique à la surface d'une goutte chargée. D'abord la goutte est isolée, soit dans un champ nul. On suppose que la goutte contient un grand nombre de charges dont la distribution est continue. La densité est donc uniforme.

Le champ en un point de la goutte est :

$$\vec{E}(x,y,z) = \frac{1}{4\pi\epsilon} \iiint_V \rho \frac{\vec{r}}{r^3} dv$$

ρ = densité volumique de charge

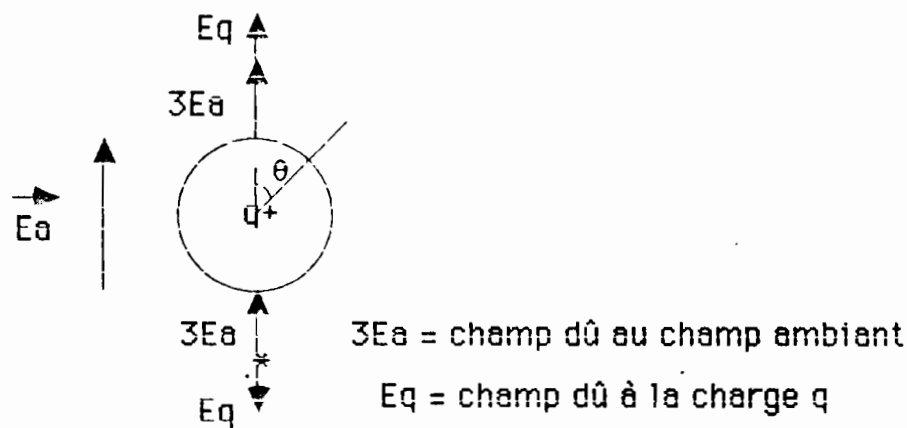
r = rayon de la goutte

En tout point de la surface sphérique, le champ est radial, il a la même intensité

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon r^2}$$

q = charge de la goutte

Lorsque le champ ambiant entre en jeu, il y a superposition des champs. Nous avons calculé la valeur du champ résultant, en quelques points de la surface d'une goutte positivement chargée de 10 pC, de diamètre 2mm et placée dans un champ positif de 10 kV.m⁻¹. Le même calcul a été repris pour une goutte de signe identique, de charge 100 pC placée dans un champ de 10 kV.m⁻¹. Ces valeurs ont été choisies parce qu'elles sont en accord avec les moyennes obtenues expérimentalement.



Le champ de surface, dans l'hypothèse électrostatique est toujours normal à la surface au point considéré :

$$\vec{E} = \vec{E} \text{ dû au champ ambiant} + \vec{E} \text{ dû à la charge propre}$$

E = champ résultant

Par convention de signe , le champ est négatif sur la surface s'il est entrant , s'il sort de la surface il est positif .

$$E_a = 10 \text{ kV.m}^{-1} \quad q = 0$$

θ (°)	0	60	90	120	180	240	270	300	360
E (kV/m)	30	15	0	-15	-30	-15	0	15	30

$$E_a = 10 \text{ kV.m}^{-1} \quad q = 10 \text{ pC}$$

θ (°)	0	60	90	120	180	240	270	300	360
E (kV/m)	39	24	9	-6	-21	-6	9	24	39

$$E_a = 10 \text{ kV m} \quad q = 100 \text{ pC}$$

θ (°)	0	60	90	120	180	240	270	300	360
E (kV/m)	120	105	90	75	60	75	90	105	120

La figure 37 est le tracé de E en fonction de θ .

Lorsque la goutte n'est pas chargée, le champ de surface est nul sur une couronne perpendiculaire à l'axe du champ ambiant et qui partage la sphère en deux demi-sphères. Si la goutte porte une charge propre positive le lieu des champs nuls est sur une couronne toujours perpendiculaire à l'axe du champ mais décalée sur la demi-sphère inférieure. Plus la charge positive est élevée et plus la couronne a son rayon réduit puisqu'elle avance vers le pôle inférieur. Le champ de surface le plus intense est situé au sommet, et inversement à la base si la goutte est chargée négativement. Comparativement à la goutte neutre placée dans un champ électrique, il y a renforcement dissymétrique. L'allure des lignes de champ autour d'une goutte neutre est différente de celle que présente une goutte chargée. WHIPPLE et CHALMERS (1944) ont tracé les lignes de force du champ autour des gouttes chargées et non chargées : figure 38.

4-6-2 CHARGE MAXIMALE ACQUISE PAR UNE GOUTTE DANS UNE MINCE COUCHE DE 100 m A LA LIMITE DU SOL

4-6-2-1 EMISSION CORONA

L'apparition de l'effet corona sur les gouttes, peut suivant les cas, les charger ou les décharger. Il est vérifié que lorsqu'un conducteur est placé dans un champ électrique suffisamment intense, il peut produire sur lui même un effet corona. Il s'agit d'accélération des électrons présents dans l'air et qui peuvent provoquer un phénomène d'avalanche. Le conducteur peut alors émettre soit des charges positives soit des charges négatives suivant la polarité du champ. La loi de PEEK permet de fixer le

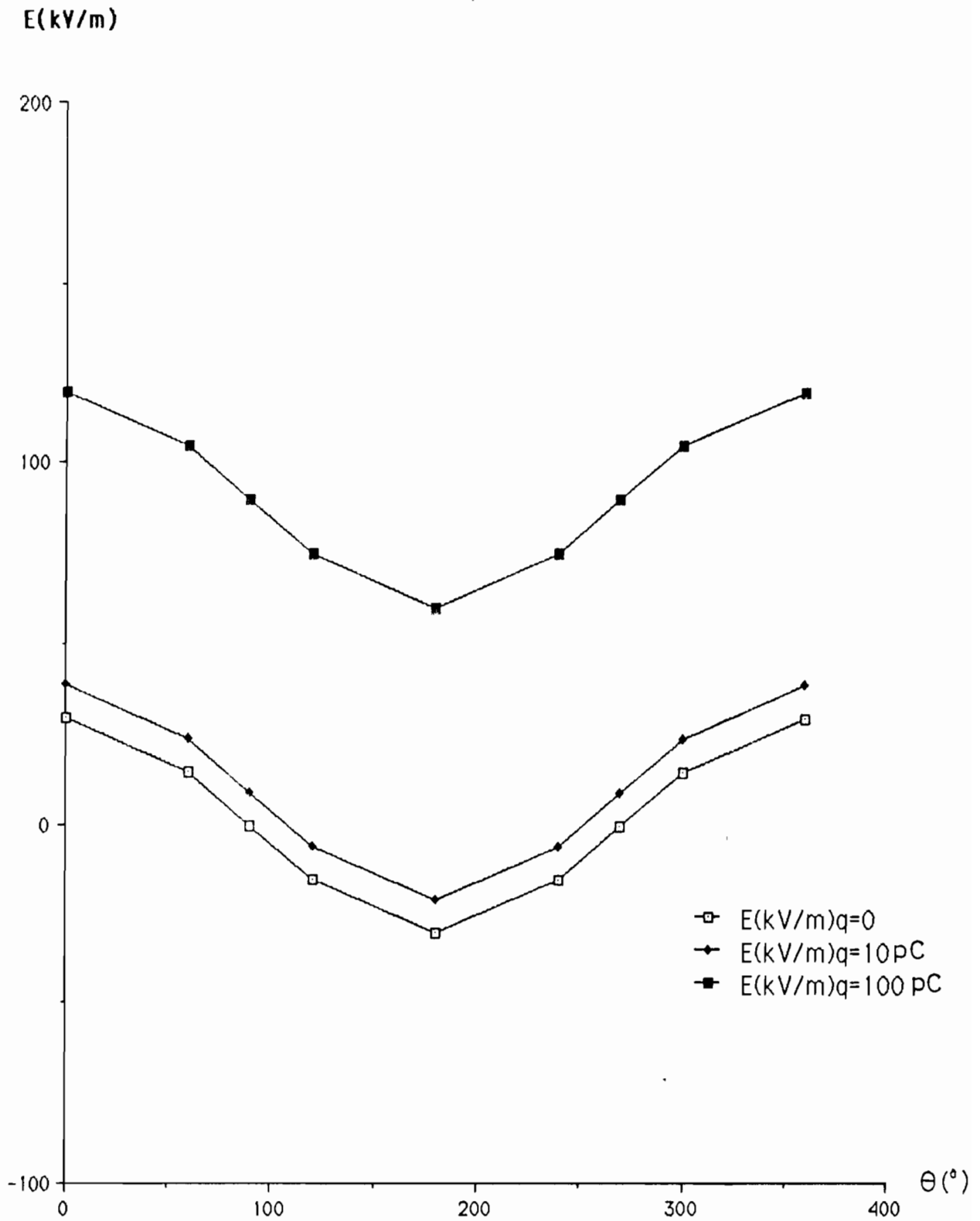


Figure 37 : Champ de surface en fonction de θ sur diverses gouttes chargées ou non.

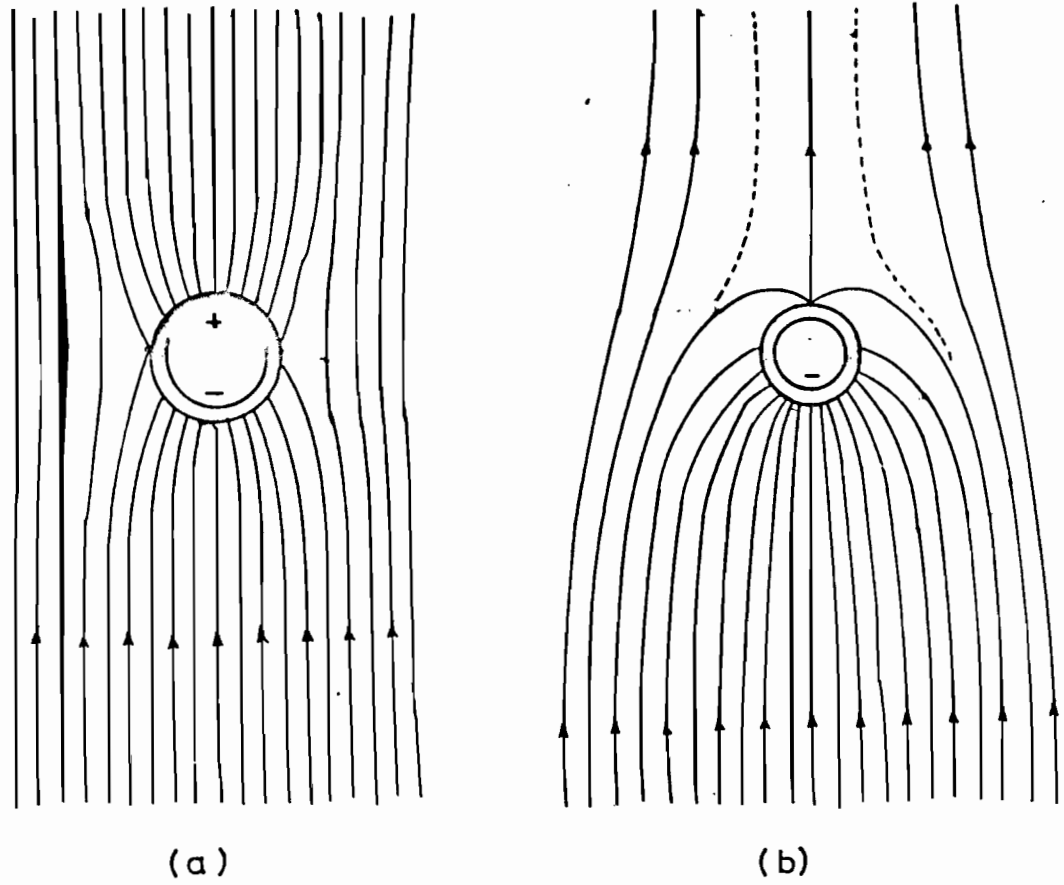


Figure 38 : LIGNES DE FORCE AUTOUR D'UNE GOUTTE NEUTRE (a) ET D'UNE GOUTTE CHARGEE (b) DANS UN CHAMP ELECTRIQUE.

champ seuil E_s d'apparition du corona à la surface d'un conducteur :

$$E_s = E_0 m d \left(1 + \frac{K}{\sqrt{d r}} \right)$$

E_s = champ seuil d'apparition du corona à la surface d'un conducteur (kV/m)

$$E_0 = 31 \text{ kV.m}^{-1}$$

$$K = 0,308$$

r = rayon du conducteur (cm)

d = densité relative de l'air

m = coefficient empirique dépendant de l'état de surface du conducteur

La loi de PEEK a été reprise par GARY (1984) pour être applicable directement dans les conditions atmosphériques normales :

$$E_s = 3,1 \cdot 10^6 \left(1 + \frac{3,08}{\sqrt{r/2}} \right)$$

E_s en V.m^{-1}

r = rayon de courbure équivalent du conducteur (mm)

Le calcul du champ seuil de PEEK appliqué aux gouttes sphériques de rayons comprise entre 1 et 5mm donne des valeurs de l'ordre du mégavolt par mètre . Nous avons vu précédemment que lorsqu'une goutte chargée ou non , est placée dans un champ électrique , il apparaît sur elle un champ de surface . Si en un point donné le champ de surface est supérieur ou égal au seuil de PEEK , la goutte va émettre du corona . Il faut des champs ambiants de l'ordre des centaines de kilovolts par mètre ou des gouttes chargées à plusieurs centaines de picocoulombs pour que les champs de surface atteignent les valeurs du seuil de PEEK . Ces champs ou ces charges sont trop élevés pour être pris en compte dans la basse atmosphère .

Le phénomène d'émission corona par une goutte est donc

inexistant dans le cadre de notre étude .

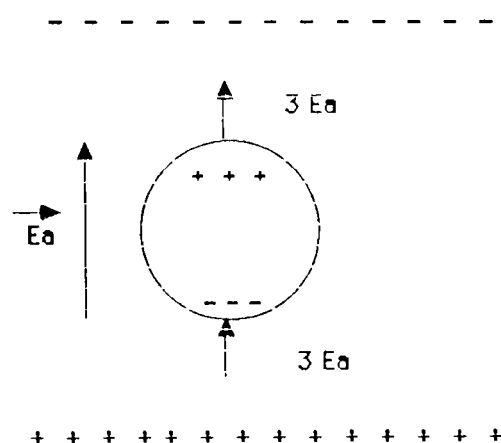
4-6-2-2 CAPTURE D'IONS

Nous avons établi dans les paragraphes précédents que lorsque le champ électrique au sol atteint ou dépasse la valeur seuil estimée à 4 kV.m^{-1} , suivant les aspérités , il y a effet de pointe à la surface du sol . Les ions atmosphériques fortement accélérés sous l'effet du champ sont capables de produire d'autres ions par collisions . Si la turbulence est faible , les ions d'un signe montent vers la base du nuage sous l'effet du champ . Ce phénomène conjugué avec la capture sélective d'ions (WILSON 1929) , reste la base du principe d'acquisition de charges par les gouttes de pluie , entre le nuage et le sol .

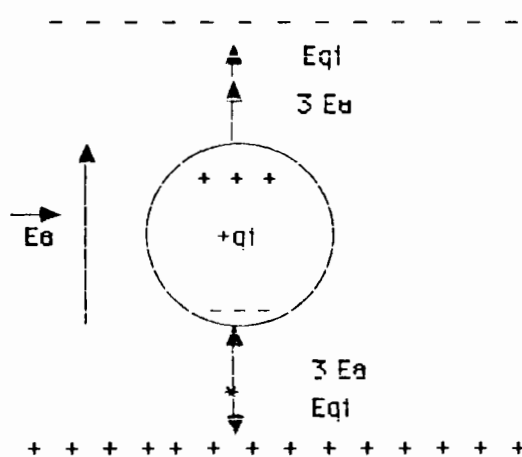
Une goutte polarisée dans le champ ambiant et se trouvant dans un milieu à forte densité ionique , va capturer des ions et va donc se charger . Examinons cas par cas le phénomène de capture dans un champ positif .

a) GOUTTE INITIALEMENT NEUTRE

La goutte neutre est dans un champ E_0 supposé positif :



La présence du champ E_a provoque un champ 3 fois renforcé à la base et au sommet de la goutte . La répartition des charges en deux pôles , permettra à la base d'attirer électrostatiquement les ions positifs contenus dans la colonne où chute la goutte . Dès lors , la goutte acquiert un excès de charges q_i positives qui va créer un champ radial qui va se superposer au champ existant .



Le champ créé par q_i réduit , dans ce cas , le champ résultant à la base de la goutte . La capture électrostatique à la base de la goutte va cesser quand le champ résultant sera nul ou plutôt légèrement négatif . A ce moment , la goutte aura acquis une charge q_{max} .

soit $E_{q_{max}}$ le champ engendré par q_{max} :

$$3\vec{E}_a + \vec{E}_{q_{max}} = 0$$

$$3E_a - E_{q_{max}} = 0 \Rightarrow 3E_a = E_{q_{max}} = \frac{q_{max}}{4\pi\epsilon r^2}$$

$$q_{max} = 12\pi\epsilon r^2 E_a$$

Nous avons calculé q_{max} en fonction des diamètres allant de 1 à 5mm pour différentes valeurs de champ . La figure 39 représente le tracé de q_{max} en fonction de E_a .

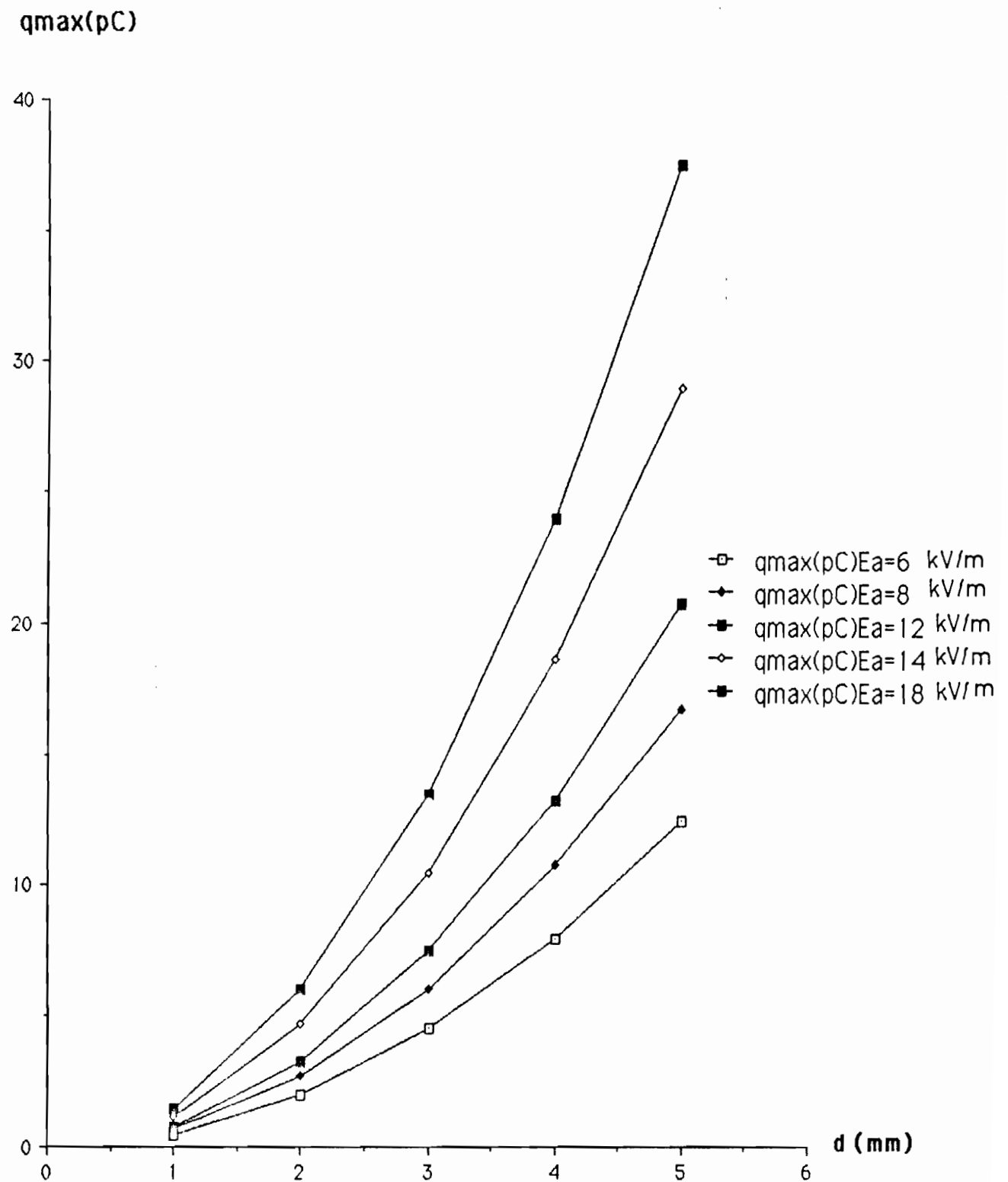


Figure 39 : Charge maximale acquise en fonction du diamètre de la goutte pour diverses valeurs de E_a

$$E_a = 6 \text{ kV.m}^{-1}$$

d (mm)	1	2	3	4	5
q _{max} (pC)	0,5	2	4,5	8	12,5

$$E_a = 8 \text{ kV.m}^{-1}$$

d (mm)	1	2	3	4	5
q _{max} (pC)	0,7	2,7	6	10,8	16,8

$$E_a = 10 \text{ kV.m}$$

d (mm)	1	2	3	4	5
q _{max} (pC)	0,8	3,3	7,5	13,3	20,8

$$E_a = 14 \text{ kV.m}^{-1}$$

d (mm)	1	2	3	4	5
q _{max} (pC)	1,2	4,7	10,5	18,7	29

$$E_a = 18 \text{ kV.m}^{-1}$$

d (mm)	1	2	3	4	5
q _{max} (pC)	1,5	6	13,5	24	37,5

Il convient de vérifier si la colonne dans laquelle la goutte tombe, contient effectivement les ions nécessaires pour donner la charge maximale à la goutte.

La colonne est supposée verticale et cylindrique de rayon égal à celui de la goutte. La colonne est supposée en outre avoir une densité de charge uniforme. En se référant aux travaux de SOULA (1966) sur la densité des ions corona provoqués par les champs d'orage, cette densité

varie de 0 à 30 nC.m^{-3} à la limite du sol . En travaillant avec une moyenne de 10 nC.m^{-3} , la colonne peut contenir la charge suivante

$$q = \rho V = \rho \pi r^2 h$$

q = charge de la colonne

ρ = densité des ions corona positifs

r = rayon de la colonne

h = hauteur de la colonne (100m)

q a été calculé pour $2r$ variant de 1 à 5mm ($2r = d$)

d (mm)	1	2	3	4	5
q (pC)	0,8	3,1	7,1	12,6	19,6

La charge définitive acquise par goutte est limitée par le contenu de la colonne dans laquelle elle chute . Nous avons tracé les courbes de charge limite acquise , en fonction du rayon de la goutte , lorsque ρ est égale à 10 nC.m^{-3} et pour différentes valeurs de champ : figure 40 . On constate que la charge limite d'une goutte de rayon donné , varie avec l'intensité du champ tant que celle-ci est inférieur à 10 kVm^{-1} . A partir de ce seuil , la charge limite devient insensible à toute augmentation du champ .

Il est possible de déterminer la densité minimale de charge positive de l'atmosphère qui permet aux gouttes d'acquérir leurs charges maximales dépendant du champ ambiant (figure 41) .

$$\rho = \frac{q_{\max}}{\pi r^2 h} = \frac{12 \pi \epsilon r^2 E_a}{\pi r^2 h} = \frac{12 \epsilon E_a}{h}$$

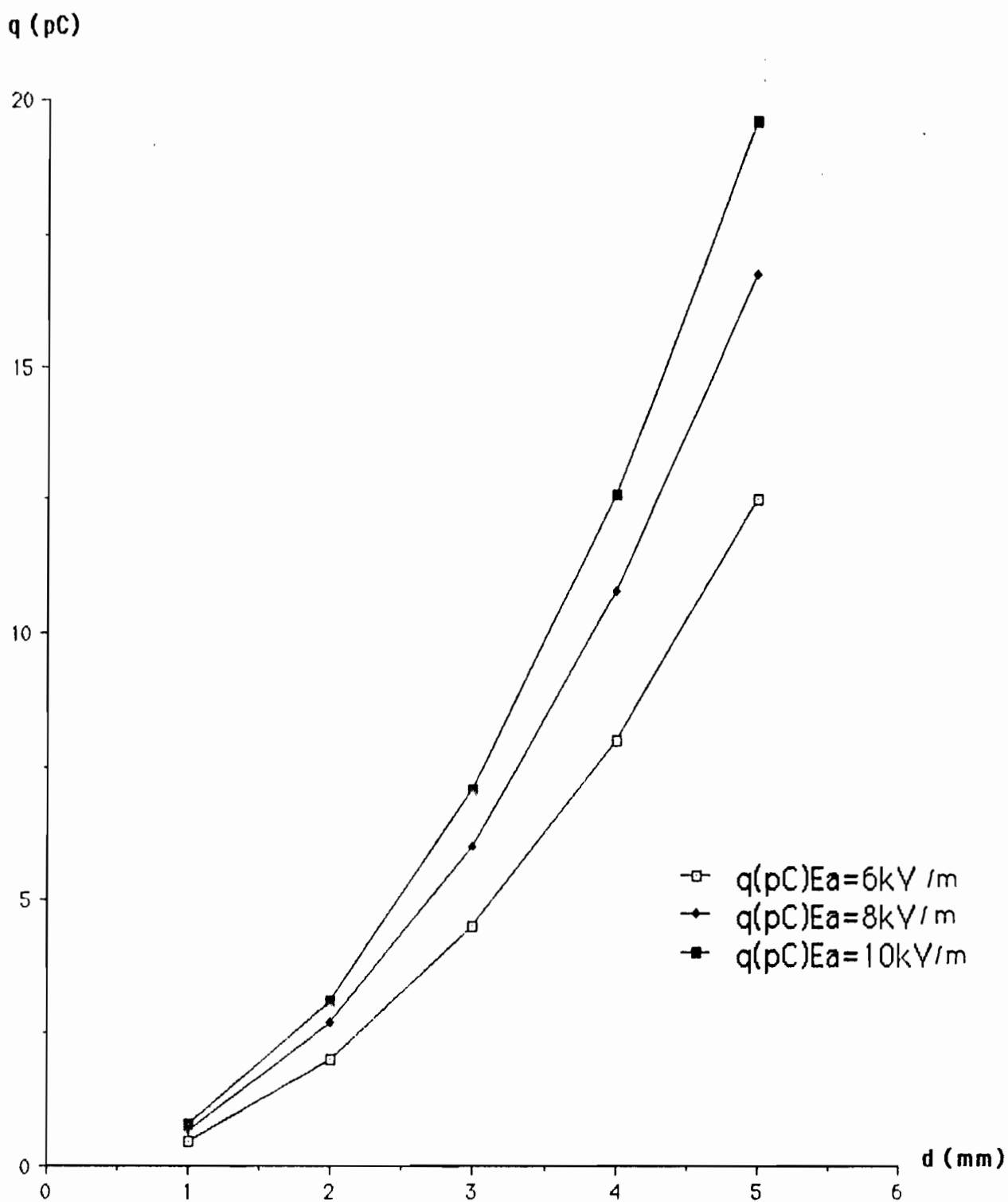


Figure 40 : Charge acquise en fonction du diamètre de la goutte pour diverses valeurs de E_a ($\rho = 10 \text{ nC/m}^3$)

f (nC/m³)

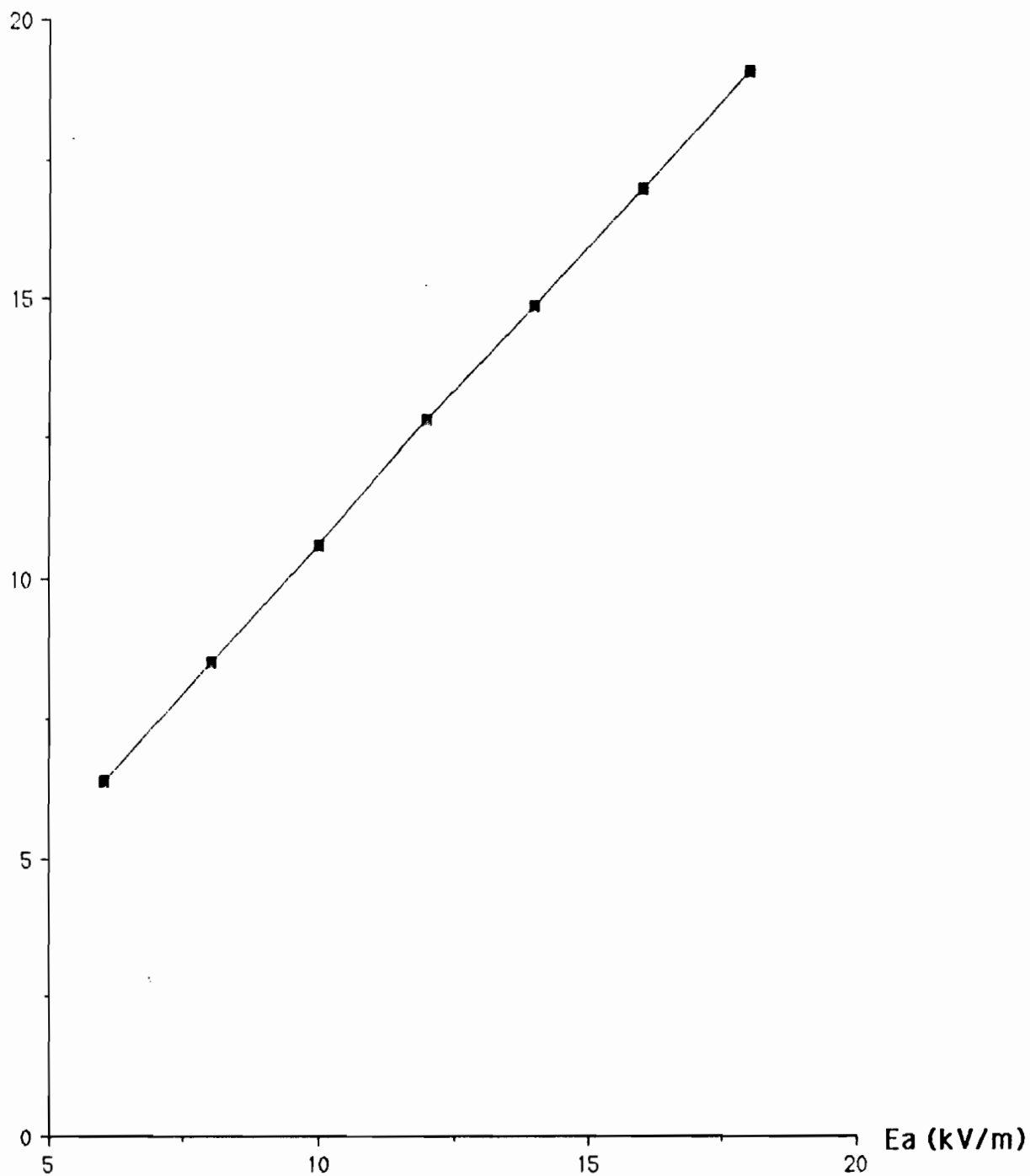


Figure 41 : Densité ionique favorable à l'acquisition de charge maximale en fonction du champ E_a

$q(\rho C)$

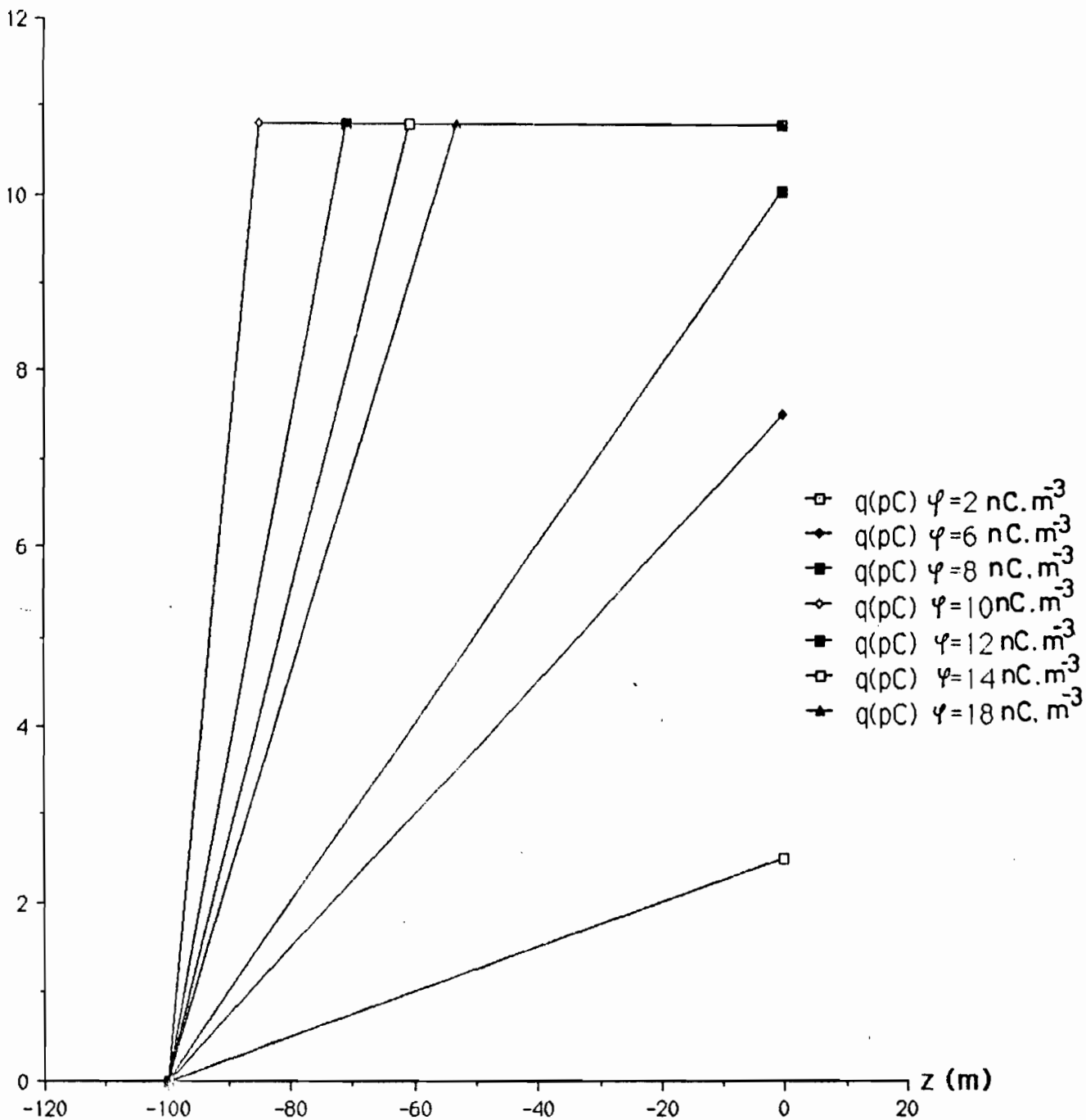


FIGURE 41' : $q = f(z)$ dans un champ de 8kV/m pour divers valeurs de densité ionique (diamètre de la goutte = 4mm)

K = mobilité des ions ($m^2v^{-1}s^{-1}$)

La mobilité des ions négatifs est de l'ordre de $1,8 \cdot 10^{-4} m^2v^{-1}s^{-1}$

La vitesse de quelques ions proches du sommet de la goutte peut aussi dépendre du champ existant sur cette partie supérieure . Le calcul qui suit ne tient pas compte de ce phénomène , puisque nous avons supposé au départ que le champ est uniforme dans la colonne ; c'est de ce champ uniquement que dépend la vitesse des ions .

Calcul de la vitesse des ions en fonction de l'intensité du champ :

E ($kV m^{-1}$)	8	10	14	18
v ($m s^{-1}$)	1,4	1,8	2,5	3,2

A partir de la courbe de GUNN et KINZER on peut déterminer la vitesse des gouttes et connaître celles qui sont susceptibles d'être rattrapées par les ions négatifs .

Vitesse des gouttes de diamètre compris entre 1 et 5mm d'après GUNN et KINZER :

d (mm)	1	2	3	4	5
v ($m s^{-1}$)	4,03	6,49	8,06	8,83	-

Aucune goutte de diamètre supérieur à 1mm n'a sa vitesse de chute inférieure à celle des ions , tant que le champ ambiant est inférieur à $18 kV.m^{-1}$. Il aurait fallu un champ de $23 kV.m^{-1}$ pour qu'un ion négatif ait une vitesse proche de celle d'une goutte de 1 mm de diamètre . Or les champs les plus intenses à la limite du sol , dépassent rarement $18 kV.m^{-1}$. Cette limitation de l'intensité du champ au sol est due à l'effet de pointe qui produit des charges d'espace au voisinage du sol , lesquelles

réduisent l'intensité du champ par effet d'écran .

Il existe cependant des gouttes de diamètre inférieur à 1mm qui peuvent être rattrapées par les ions suivant l'intensité du champ : leur vitesse de chute est voisine de la vitesse des ions (figure 42)

E (kV.m ⁻¹)	6	8	10	14	18
d (mm)	0,3	0,3	0,4	0,6	0,8

La proportion des gouttes ayant ces diamètres est généralement faible pendant les orages . Elle est plutôt élevée pendant les fines pluies de juillet et août . Le caractère non électrique de ces pluies ne présente pas d'intérêt dans notre étude .

Dans l'approximation qui consiste à négliger l'effet du champ local provoqué par la goutte sur la vitesse des ions descendants le modèle ne permet pas d'envisager la capture d'ions négatifs par les gouttes initialement neutres de diamètre supérieur à 0,7 mm . Seuls les ions positifs pourront se fixer sur elles pour leur conférer une charge positive au sol .

b) GOUTTE DE CHARGE NEGATIVE

Une goutte de charge négative qui se trouve dans un champ positif, présente à sa base un champ de surface très intense .

$$E_{\text{base}} = 3E_a + E_q$$

d (mm)

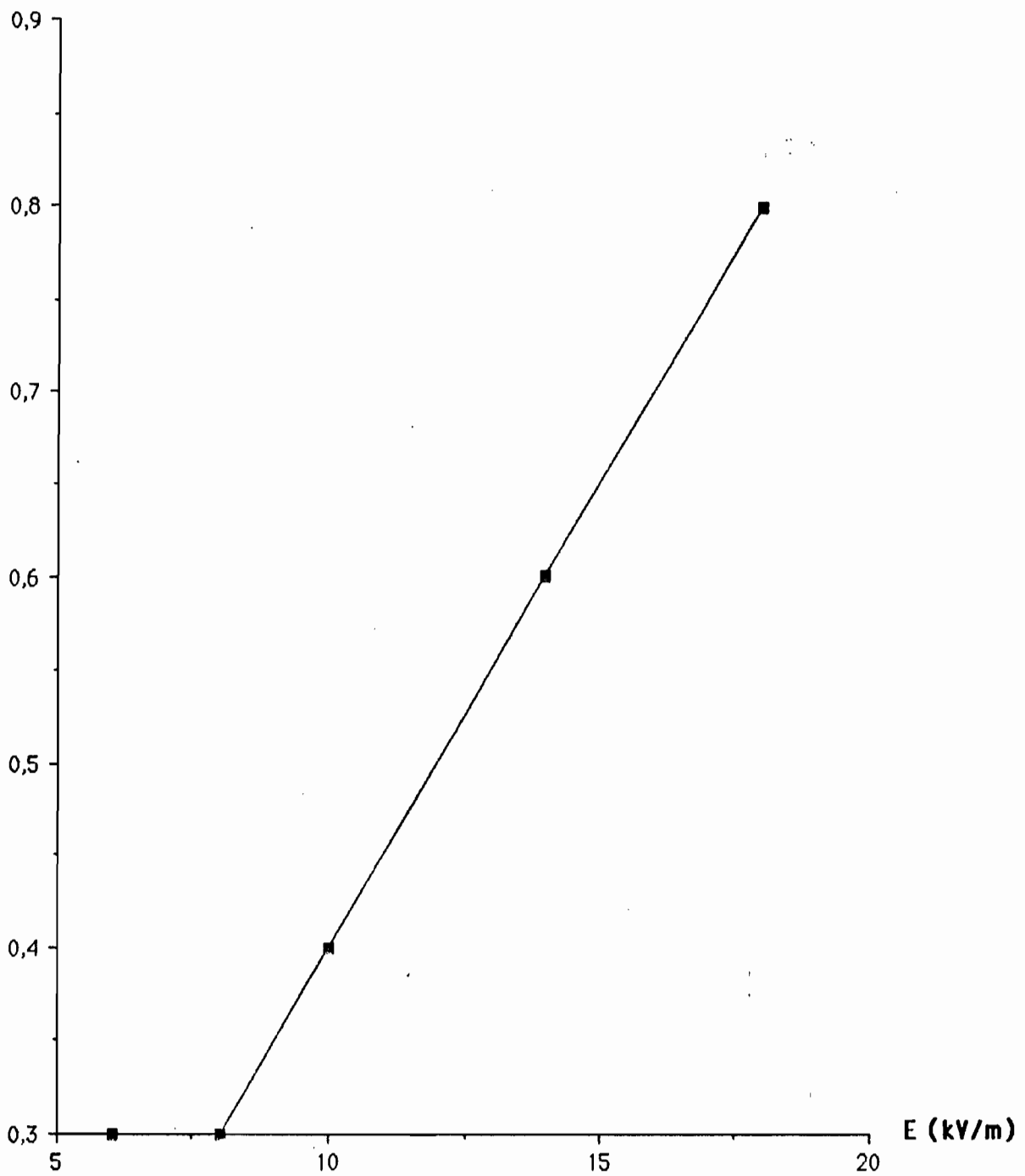
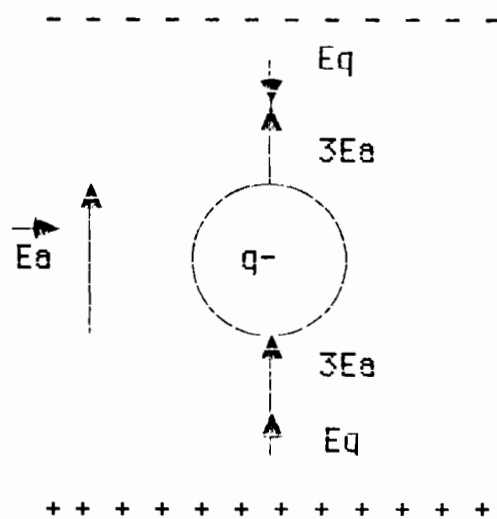


Figure 42 : Diamètre des gouttes susceptibles d'être rattrapées par les ions en fonction du champ.



La goutte peut connaître deux phases d'évolution . Dans la première sa charge va décroître jusqu'à s'annuler . Dans la deuxième la goutte va acquérir une charge nette positive si elle continue son mouvement dans l'atmosphère.

La quantité de charges contenues dans la colonne où chute la goutte pourra aussi limiter le processus . On distingue alors quatre cas probables :

soit q la charge initiale de la goutte (en valeur absolue) et

qv la charge positive contenue dans la colonne

1°) $qv - q < 0$

la charge de la goutte diminue sans s'annuler et conserve son signe jusqu'au sol

2°) $qv - q = 0$

la goutte arrive neutre au sol

3°) $0 < qv - q < 12 \pi \epsilon r^2 E_a$

la goutte acquiert une charge positive mais qui n'est pas sa charge maximale relativement au champ

4°) $qv - q > 12 \pi \epsilon r^2 E_a$

la goutte acquiert sa charge maximale avant d'atteindre le sol

En considérant l'hypothèse où la densité de charge des ions positifs dans l'atmosphère est égale à 10 nC.m^{-3} , on peut prédéterminer la charge négative minimale q_{min} qu'une goutte de diamètre d peut avoir pour que, pendant sa chute sur les 100 derniers mètres, elle capture tous les ions positifs qu'elle rencontre.

$$q_{\text{min}} = qv - 12 \pi \epsilon r^2 E_a = \pi r^2 (\rho h - 12 \epsilon E_a)$$

$$E_a = 6 \text{ kV.m}^{-1}$$

d (mm)	1	2	3	4	5
q_{min} (pC) <0	0,3	1,1	2,5	4,5	7,1

$$E_a = 6 \text{ kV.m}^{-1}$$

d (mm)	1	2	3	4	5
q_{min} (pC) × 0	0,1	0,5	1,1	1,9	2,9

Suivant l'intensité du champ, les gouttes négatives ayant une charge q_{min} du tableau ci-dessus, pourront se neutraliser et acquérir leur charge positive maximale par capture d'ions. Par contre pour des champs supérieurs à 9416 V.m^{-1} la goutte négative quel que soit son rayon, ne dispose pas d'ion positif en nombre suffisant pour lui conférer sa charge maximale dépendant du champ. La figure 43 représente q_{min} en fonction du diamètre, pour différentes valeurs de E .

L'éventualité que les gouttes initialement négatives capturent des ions négatifs est exclue. Du fait du signe de leur charge elles ont

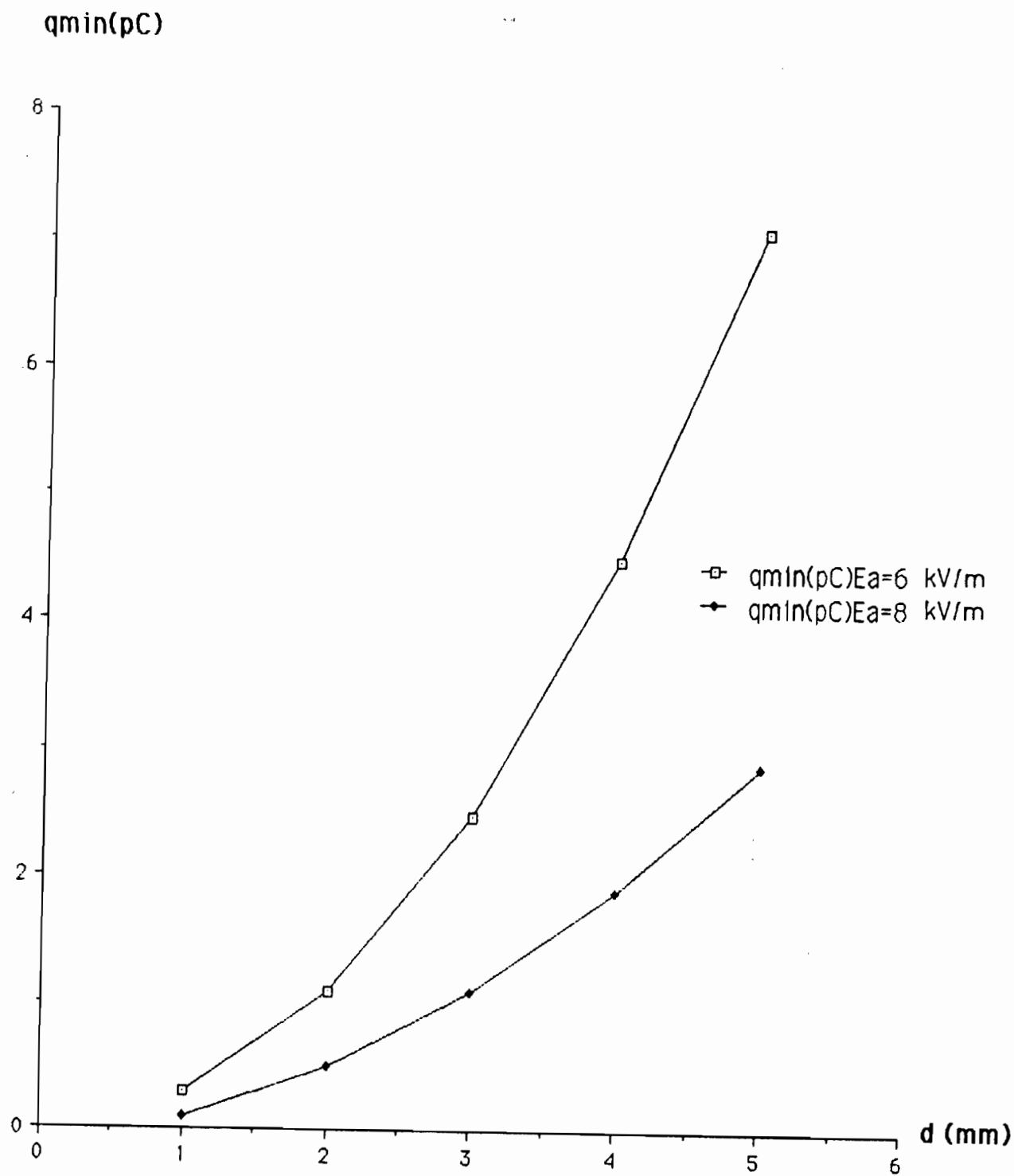
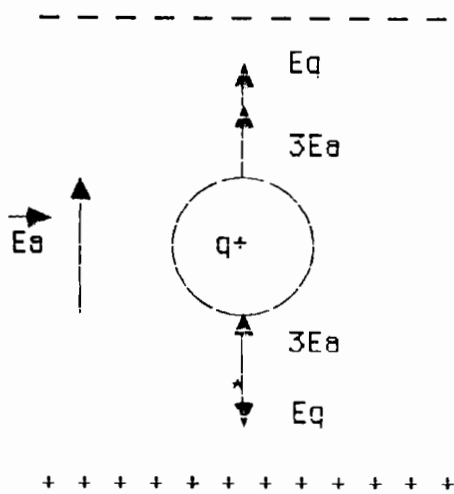


Figure 43 : Charge minimale indispensable en fonction du diamètre de la goutte, pour une captation continué sur les 100 m.

plutôt tendance à repousser les ions négatifs qui sont du même signe qu'elles .

c) GOUTTE DE CHARGE POSITIVE

Lorsqu'une goutte chargée positivement se trouve dans un champ positif , le champ de surface est plus intense à son sommet qu'à sa base . Deux cas peuvent se présenter :



$$q < 12 \pi \epsilon r^2 E_a \quad \text{ou bien} \quad q > 12 \pi \epsilon r^2 E_a$$

Dans le premier cas la goutte a la possibilité d'attirer électrostatiquement encore des ions positifs par sa base . Elle verra sa charge croître , mais cette capture d'ions positifs va cesser dès que la charge de la goutte aura atteint $12 \pi \epsilon r^2 E_a$.

Dans le deuxième cas la goutte a une forte charge positive , le champ à la base ainsi qu'au sommet attire les ions négatifs sur la goutte . Le champ ambiant étant positif , la goutte et les ions négatifs ont tous un mouvement descendant . Si la goutte a une faible vitesse relativement à celle des ions (cas des petites gouttes de diamètre environ 0,5 mm) , c'est par le sommet de la goutte que la capture aura lieu . Par contre si la

vitesse de la goutte est supérieure à celle des ions la capture se fera par la base .

En général la capture d'ions négatifs par les gouttes positives devrait très peu affecter leur charge initiale , du fait de la rareté de ces ions dans l'atmosphère pendant que le champ est positif . En effet dans le contexte de champ positif les ions négatifs produits à la surface du sol par effet de pointe s'écoulent au sol à travers la pointe . Donc les gouttes fortement chargées positivement avant de s'engager dans la dernière couche atmosphérique , garderont quasiment leur charge initiale .

CONCLUSION

Cette étude d'évaluation de l'évolution de la charge d'une goutte de pluie s'applique aux gouttes sphériques ne subissant dans la zone de chute ni grossissement ni rupture ni déformation . Il s'agit bien d'une vision restreinte du processus d'acquisition de charge . Une étude plus complète devrait partir de la base du nuage et prendre en compte d'autres phénomènes tels que la collision , la coalescence , la déformation et la rupture des gouttes . Cependant à partir des résultats obtenus du modèle simple de calcul , on peut se prononcer sur la variation que subit le courant de précipitation entre l'altitude 100m et le sol . Nous avons établi, dans le cas des orages , que la population des gouttes ayant leurs charges comprises entre +40 et +80 pC est la plus nombreuse . Or les gouttes de cette catégorie de charge ne subissent pas de modification électrique dans le modèle utilisé . Par conséquent le courant de précipitation associé à ces charges de goutte ne varie pas non plus entre l'altitude 100m et le sol . Par contre la variation des charges inférieures à 40 pC modifie faiblement le courant de précipitation . En effet dans le cas de nos mesures , la

somme des charges inférieures à 40 pC représente moins de 10% de la somme totale . Par conséquent leur contribution au courant de précipitation est faible . La valeur élevée des charges recueillies au sol pendant les orages laisse supposer que ces charges ont été acquises par des processus de séparation intra-nuage , suivie de capture d'ions dans des champs de nuage 10 fois plus intenses que ceux mesurés au sol . Des mesures in-situ effectuées par MARSHALL et WINN (1982) indiquent qu'il y a des charges de près de 400pc sur des gouttes de diamètre compris entre 1 et 3mm .

4-7 ETUDE DE LA TAILLE DES GOUTTES

La détermination de la taille d'une goutte à partir de sa vitesse limite de chute est une méthode peu satisfaisante lorsque l'atmosphère n'est pas calme . La goutte qui a atteint précédemment sa vitesse limite de chute est animée d'un mouvement uniforme . Mais dès qu'elle est en présence du vent ou d'une turbulence , sa vitesse est modifiée et ne dépend plus uniquement de la taille . De plus , lorsque la goutte a une forte charge électrique et se trouve dans un champ électrique intense , elle est soumise à une force électrique qui modifie sa vitesse de chute . C'est ainsi que les variations brusques du champ électrique associées aux éclairs affectent la vitesse des particules précipitantes . LHERMITTE et al. (1979) ont observé une telle influence de l'éclair sur la vitesse des particules précipitantes dans le nuage à l'aide d'un radar doppler . Dans le cas de nos mesures , l'intensité du champ électrique est relativement faible au sol pour affecter la vitesse des gouttes de pluie à ce niveau là . Les champs susceptibles de créer une telle influence se rencontrent dans

le nuage , ils sont de l'ordre d'une centaine de kV/m .

Nous avons déjà montré qu'au delà d'une certaine vitesse du vent horizontal , il n'est pas possible de connaître la taille de la goutte chargée avec le mesureur que nous avons utilisé . C'est pourquoi nous disposons de peu d'information sur la taille des gouttes chargées. Les gouttes dont les tailles sont étudiées ici , représentent 32% et 37% du total des gouttes chargées respectivement pour les averses du 19-2-89 et du 20-5-89 . Leurs diamètres varient de 0,8 mm à 3,6 mm . Nous les avons regroupés en classes comprises entre d et $d+\Delta d$ (d est un entier et $\Delta d=1\text{mm}$) pour tracer leur histogramme (figure 44) .

L'étude des deux histogrammes laisse apparaître que la granulométrie des gouttes chargées diffère pendant les deux précipitations . Pendant l'averse du 19-2-89 la majorité des gouttes ont des diamètres compris entre 2 et 3mm , tandis qu'à l'averse du 20-5-89 chacune des trois classes de tailles comprises entre 1 et 4mm ont presque le même effectif . Le spectre de distribution est donc plat . Il ne présente pas de pic . Les mesures au disdromètre effectuées à une période identique, et pour une précipitation du même type , le 18-5-87 soit deux ans avant , présentent un spectre du même genre c'est à dire plat (figure 45) . Les dimensions des gouttes en général varient de 0,5mm à 4mm (ACHY et al. 1988) .

Pour que le diamètre d'une goutte soit connu il faut d'une part que la goutte soit chargée et d'autre part qu'elle traverse le mesureur de part en part . De ce fait , une étude granulométrique dans le cadre de nos mesures ne saurait être une étude complète de la granulométrie de l'ensemble de toutes les gouttes . Une étude des dimensions impliquant la charge des gouttes présente plus d'intérêt .

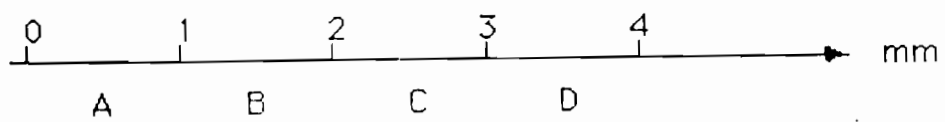
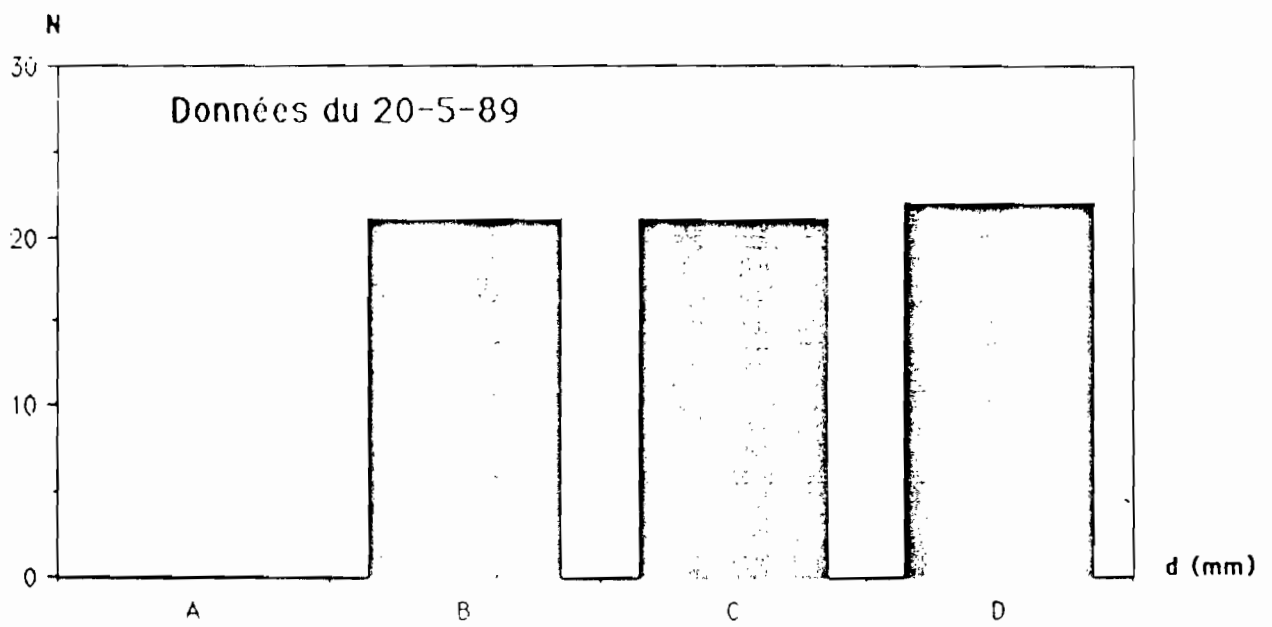
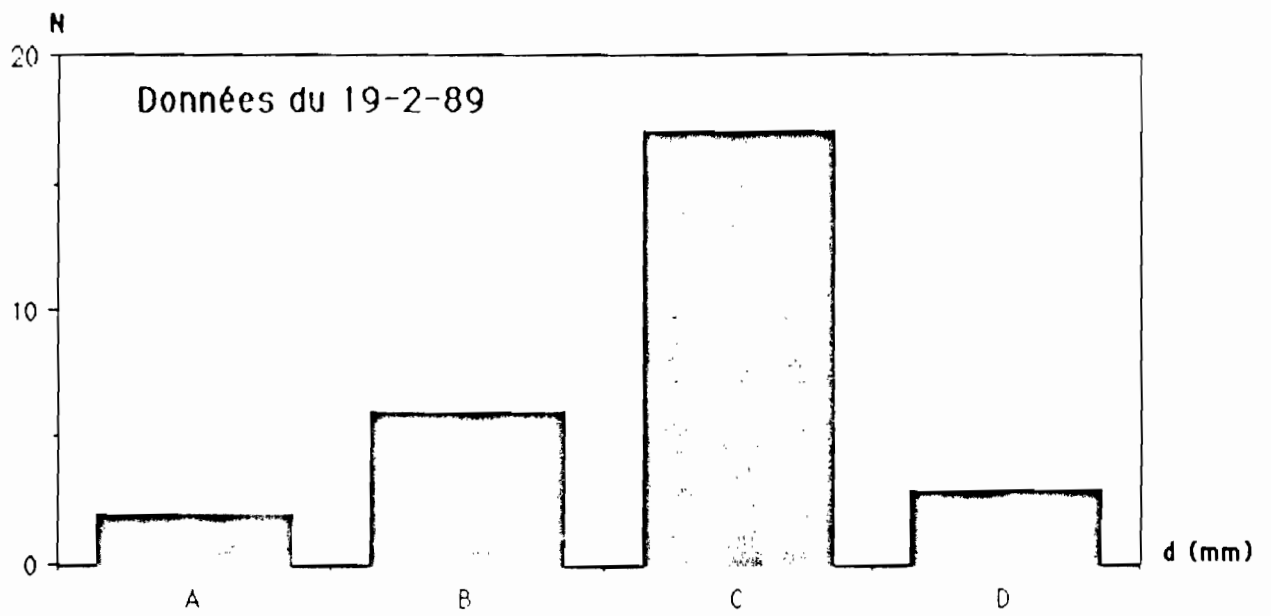
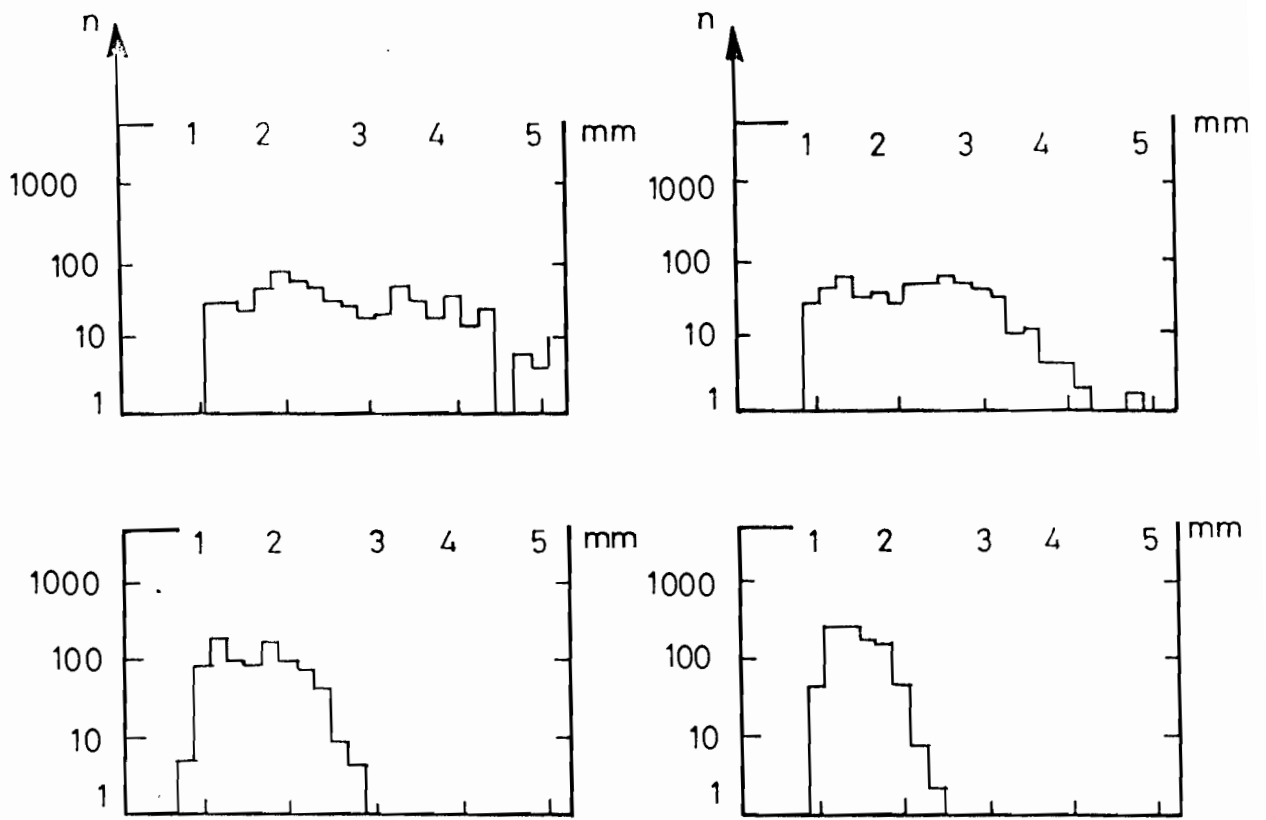


Figure 44 : HISTOGRAMMES DES TAILLES DE GOUTTES



18 - 5 - 1987

Figure 45 : HISTOGRAMME DES DIMENSIONS DE GOUTTES (MESURE DU DISDROMETRE)

4-7-1 CORRELATION CHARGE-DIAMETRE DE GOUTTE

Nous avons représenté sur un graphique (figure:46) les couples (q_i, d_i) correspondant à la charge et au diamètre de chaque goutte . Nous avons déterminé le coefficient de corrélation linéaire correspondant à chacune des deux averse à partir d'un ajustement linéaire par moindres carrés . Cet ajustement porte sur 27 couples de variables (q_i, d_i) pour l'averse du 19-2-89 et sur 64 couples quant à l'averse du 20-5-89 . Les valeurs des coefficients sont :

$$r_1 = 0,23 \text{ (pour l'averse du 19-2-89)}$$

$$r_2 = 0,38 \text{ (pour l'averse du 20-5-89)}$$

Ces coefficients sont différents l'un de l'autre . Le coefficient r_1 a une valeur positive très faible et non significative . En effet pour un nombre de degré de liberté $(n = N-2)$ égal à 26 comme dans notre cas , la valeur du coefficient de corrélation est significative à 5% , si $r > 0,38$. Donc en ce qui concerne cette averse on ne peut pas affirmer qu'il existe une corrélation entre la taille et la charge des gouttes .

Par contre le coefficient r_2 est significatif à 5% . En effet la valeur minimale de r permettant de considérer une corrélation comme significative à 5% est de 0,25 pour un nombre de degré de liberté égal à 62 (étant entendu qu'on opère sur un échantillon de 64 couples de valeurs) . Il existe au maximum 5 chances sur 100 de se tromper en affirmant que la corrélation n'est pas le fait du hasard . Observons l'équation de la droite de régression :

$$d = 0,039 q + 2,27$$

d en millimètre (mm)

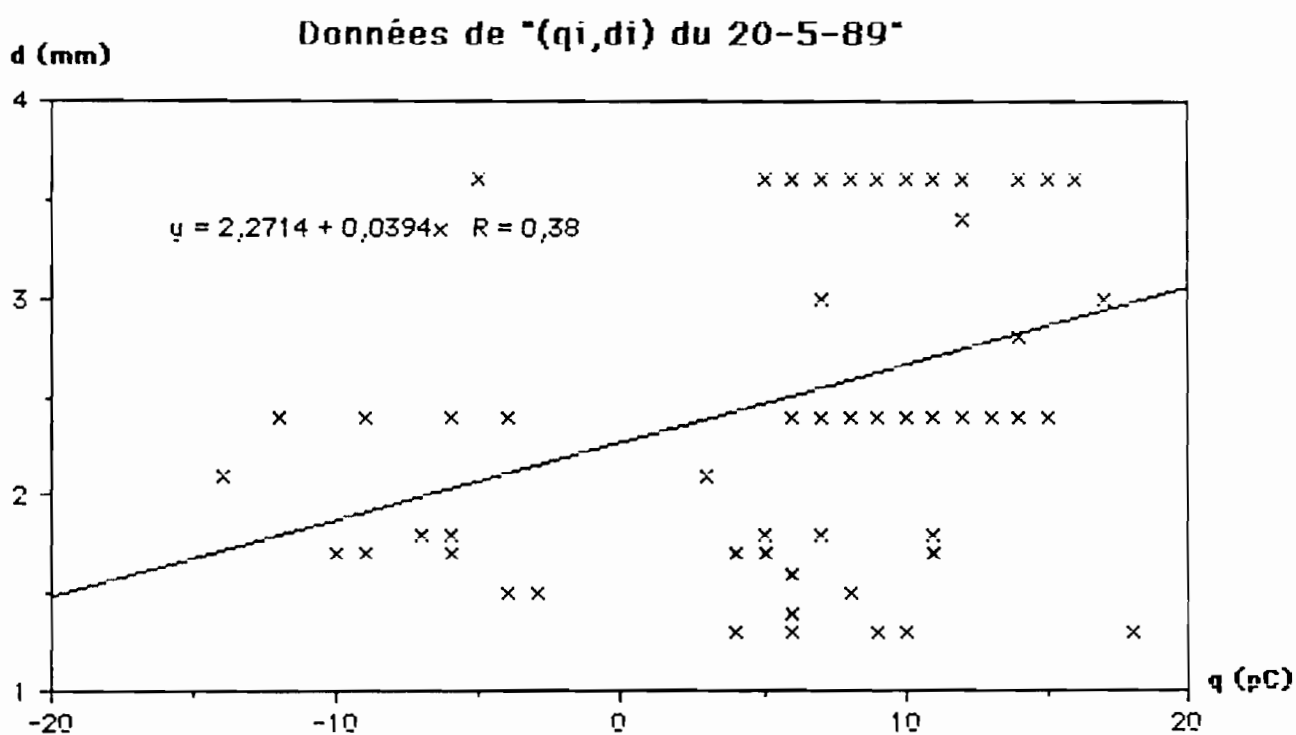
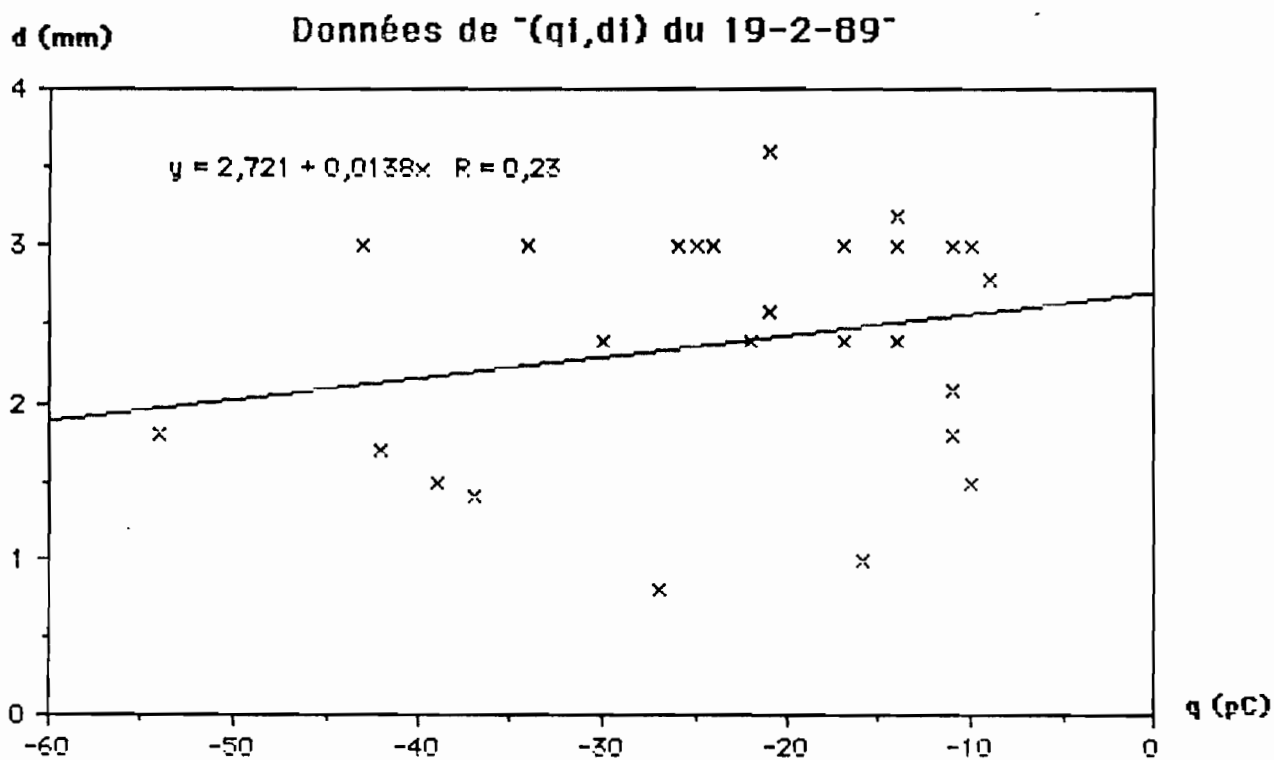


Figure 46: NUAGES DE POINTS (qi,di) ET DROITES DE REGRESSION

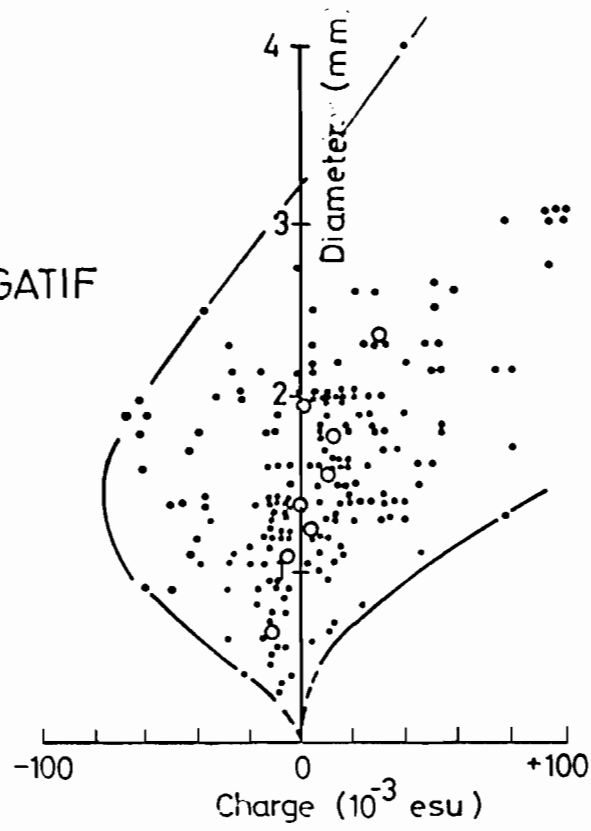
q en picocoulomb (pC)

Le coefficient directeur de la droite laisse envisager que plus les gouttes sont grosses , plus elles ont tendance à être chargées positivement . cette interprétation est en accord avec le processus de capture de gros ions par une goutte polarisée dans le champ électrique d'après WILSON (1929) .

L'étude charge-taille des gouttes a été aussi faite par DESPIAU (1976) , ses résultats indiquent au contraire que lorsque la taille augmente , la charge négative des gouttes tend également à augmenter alors que , plus la taille diminue et plus les gouttes tendent à se charger positivement . Ce type de corrélation entre la taille et la charge des gouttes trouve son explication dans le processus de séparation des charges par chocs inductifs à l'intérieur du nuage , proposé par SARTOR (1954) . Puisque l'observation a été faite au sol , cela suppose que les gouttes n'ont pas subi de modification en taille et en charge pendant leur trajet nuage-sol .

Nous avons aussi comparé l'étude charge-taille des gouttes à celle faite par SMITH (1955) . Les résultats indiquent (figure:47) que la charge d'une goutte , qu'elle soit positive ou négative , croît avec la taille tant que son diamètre est inférieur à 2mm . Au delà de cette limite seules les gouttes chargées d'un signe spécifique auront un accroissement de charge proportionnel à la taille : il s'agit des gouttes chargées positivement si le champ est négatif , et vice versa . Cette dernière partie de l'analyse de SMITH est en opposition avec la conclusion de SIMPSON (1949) qui dit que : suivant notre convention de signe actuelle , le signe des charges des gouttes est celui du champ . Dans l'atmosphère il existe les petits ions et de gros ions . Si la capture d'ion se fait préférentiellement sur les gros ions ou sur les gouttelettes chargées , on

a) CHAMP NEGATIF



b) CHAMP POSITIF

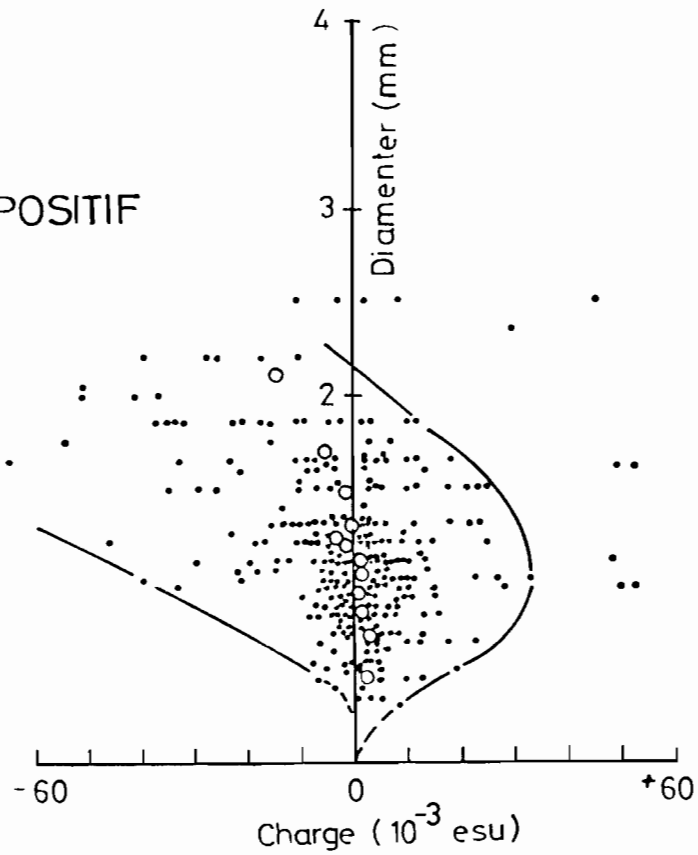


Figure 47 : NUAGES DE POINTS OBTENUS PAR SMITH (1955)

devrait s'attendre à une charge de goutte proportionnelle à la taille de celle-ci .

5- CONCLUSION

Cette étude a été envisagée pour déterminer la contribution du courant de précipitation au courant de Maxwell . Pour ce faire nous avons construit les capteurs adaptés pour la mesure des différents paramètres impliqués , il s'agit de :

- trois mesureurs de charges de goutte , basés sur le principe de l'anneau inducteur utilisé pour la première fois par GUNN (1949) . Les mesureurs à gains différents offrent la possibilité de couvrir la majeure partie de la gamme de charges portée par les gouttes .
- un mesureur du courant de Maxwell à travers une petite surface représentative de la terre recouverte de gazon .

La chaîne de mesure comprenant également un moulin à champ et un système d'enregistrement des données , nous a permis d'effectuer un ensemble de mesures cohérent sur une période allant d'octobre 1988 à novembre 1989 .

Sur des précipitations dont la durée varie entre 6 et 60 minutes des charges comprises dans l'intervalle -100 et $+260$ picocoulombs ont été mesurées . Le courant de précipitation associé aux charges mesurées est positif ou négatif suivant le type de précipitation , il ne dépasse pas 8 nA.m^{-2} . Les caractéristiques que présentent les précipitations nous ont amené à les classer en deux grands groupes : les orages et les averse . les orages se distinguent surtout par leur activité électrique très intense , les variations de champ à la suite des éclairs sont très larges et les charges portées par les gouttes de pluie sont en majorité élevées et de signe positif . Quant aux averse , elles sont de courte durée , le champ

électrique varie lentement , il n'y a aucune manifestation d'éclair , les gouttes sont faiblement chargées .

La mesure du champ au sol présente un grand intérêt . L'exploitation des variations du champ à la suite des éclairs renseigne sur le taux de régénération dans le nuage des charges transférées par l'éclair et permet par conséquent d'en déduire la valeur du courant de Maxwell . Cependant cette méthode ne peut s'appliquer qu'en cas d'orage accompagné de faible précipitation , c'est la remarque que nous tirons de la mesure simultanée du champ et du courant de Maxwell . En effet l'hypothèse selon laquelle le courant de précipitation est une composante négligeable devant le courant de déplacement déduit du champ , ne saurait être appliquée dans le cas de nos mesures où l'intensité de pluie est forte .

La mesure directe du courant de Maxwell a permis de connaître son comportement , on a constaté qu'il varie très peu dans le temps contrairement au champ électrique qui présente des inversions répétées . Ce comportement du courant de Maxwell implique que le courant dans le générateur (nuage d'orage) est constant .

L'étude comparative des principaux courants qui composent le courant de Maxwell a été faite à partir des valeurs expérimentales . Il s'avère que pendant que le champ statique est positif et très intense , le courant corona contribue le plus à recharger la terre , il atteint des dizaines de $nA.m^{-2}$. C'est aussi l'effet corona qui explique les fortes valeurs des charges positives acquises par les gouttes de pluie . Ces charges confèrent au courant de précipitation J_p une valeur non négligeable devant les autres composantes , notamment le courant de déplacement $\epsilon \partial E / \partial t$ au voisinage de $E=0$. Enfin la somme du courant de

précipitation et du courant de déplacement comparée au courant de Maxwell mesuré nous permet d'établir que : $\vec{J}_M = \epsilon \frac{\partial E}{\partial t} + \vec{J}_p$

Un modèle de calcul simple sur l'évolution des charges dans la dernière couche de l'atmosphère , à la limite du sol a montré d'une part que les gouttes de charge positive supérieure à 40 pC , ont acquis leurs charges loin de là , sinon dans le nuage et d'autre part que le courant de précipitation ne subit pas de modification entre l'altitude 100m et le sol .

Les développements ultérieurs de ce type d'étude devrait concerner sur le plan expérimental : les mesures complémentaires à savoir la mesure de l'intensité de précipitation , l'adjonction d'un radar pour estimer la surface couverte par la précipitation , la mesure simultanée des charges des hydrométéores juste à la base du nuage et au sol et enfin la mesure de la concentration ionique et de la conductivité de l'atmosphère à diverses altitudes . sur le plan théorique une étude de modélisation plus généralisée devrait tenir compte des questions de déformation , de rupture, de collision et de capture de gouttelettes et d'ions relatives à la goutte pendant sa chute .

BIBLIOGRAPHIE

- ACHY,S.A. , S.DESPIAU, et A.D.OCHOU, 1988 : Distributions dimensionnelles des gouttes de pluie en région tropicale .
Laboratoire de Physique de l'Atmosphère:Université d'ABIJDAN
- ANDREW,J.W. , J.E.DYE , D.W.BREED, and T.C.MARSHALL,1987: Simultaneous measurement of charge, size and shape of hydrometeors.
1988 Proceedings Int. Conf. Atmospheric Electricity
- BANERJI,S.K. ,and S.R.LELE, 1952 : Electric charges of raindrops .
Proc. Natl. Inst. Sci. India, 18: 93-138
- BLAKESLEE,R.J. ,and E.P.KRIDER, 1981 : The electric currents under thunderstorms at the NASA KENNEDY Space Center .
Journal of electrostatics , 16 (1985) 369-378
- BOURDEAU,C.R. , 1987 Comportement et rôle des hydrométéores dans l'initialisation des décharges au sein des nuages orageux .
Thèse de doctorat de l'Université PAUL SABATIER TOULOUSE
- BRADLEY,S.G. ,and C.D.STOW, 1973 : The measurement of charge and size of raindrops , Part I. The disdrometer .
Journal of applied meteorology volume 13 pp114-130
- BYERS,H.R. , 1959 : General Meteorology .
Mc Graw hill , NEW YORK , N.Y. 3rd ed. ,540 pp
- CHALMERS,J.A. ,and E.R.W.LITTLE, 1947: Current of atmospheric electricity.
Terr. Magn. Atmos. Electr., 52 : 239-260
- CHALMERS,J.A. , 1956 : The vertical electric current during continuous rain and snow .
J. Atmos. Terr. Phys. , 9: 311-321

- CHAUZY,S. ,and S.DESPIAU, 1980 : Rainfall rate and electric charge and size of raindrops of six spring showers .
J. A. S. Vol.37 , No:7 , pp. 1619-1627
- CHAUZY,S. , M.CHONG, A.DELANNOY, and S.DESPIAU, 1985 : The june 22 tropical squall line observed during COPT 81 experiment: Electrical structure associated with dynamical structure and precipitation .
Journal of geophysical research, vol.90, N°. D4 pages 6091-6098
- DELANNOY,A. , P.GONDOT, F.HELLOCO and P.LAROCHE, 1986 : Airborne precipitation charge measurements related to local electrostatic field and temperature .
1988 Proceedings Int. Conf. Amospheric Electricity. 404-409
- DESPIAU,S. , 1976 : Une étude expérimentale de la charge électrique des gouttes de pluie.
Thèse de doctorat 3ème cycle à l'Université PAUL SABATIER
- DESPIAU,S. ,et P.LAROCHE, 1982 : Une observation du champ électrique au sol en milieu équatorial .
Journal de Recherches Atmosphériques, vol. 16 pp 1-13
- DINGER,J.E. ,and R.GUNN, 1946 : Electrical effects associated with a change of state of water .
Terr. Magn. Atmos. Elec. , 51, 477-494
- DOLEZALEK,H. , 1972 : Discussion of the fundamental problem of atmospheric electricity .
Pure and applied geophysics , 100, 8-43
- DRAKE,J.E. ,1968 : Electrification accompanying the melting of ice particles .
Quart. J. Roy. Met. Soc. , 94, 176-191

- DURAND,E. , 1966 : Electrostatique .
Masson & Cie. Tome II
- ELSTER,J. and H.GEITEL, 1888 : Über eine Methode, die elektrische Natur
der atmosphärischen Niederschläge zu bestimmen .
Meteorol. Z. , 5: 95-100
- ELSTER,J. and H.GEITEL, 1913 : Zur influenzttheorie der
Niederschlags Elektrizität .
Phys. Z., 14: 1287-1292
- ETTE,A.I.I. , 1970 : The effect of the harmattan dust on atmospheric
electric parameters .
Journal of atmospheric and terrestrial physics 1971 vol.33 pp
295-300
- GARY,C. , 1984 : Les propriétés diélectriques de l'air et les très hautes
tensions .
Editions Eyrolles , Collection de la direction des études et
recherches d'électricité de FRANCE
- GASKELL,W. , A.J.ILLINGWORTH, and J.LATHAM, 1977 : Airborne studies of
electric field and the charge and size of precipitation
elements in thunderstorms .
Quart. J. R. Soc. 1978 104, pp447-460
- GAY,M.J. , R.F.GRIFFITHS, J.LATHAM, and C.P.R.SAUNDERS, 1974 : The
terminal velocities of charged raindrops and cloud droplets
falling in strong electric fields .
Q. J. R. Meteorol. Soc. , 100: 682-687
- GISH,D.H. ,and G.R.WAIT, 1950 : Thunderstorms and the earth's general
electrification .
J. Geophys. Res. , 55: 473-484

- GSCHWEND,P. , 1920 : Beobachtung über die elektrischen Ladungen einzelner Regentropfen und Schneeflocken .
Jahrb. Radioakt; Elektron. ,17: 62-79
- GUNN,R. , 1947 : The electrical charge on precipitation at various altitudes and its relation to thunderstorms .
Phys. Rev. , 71: 181-186
- GUNN,R. ,and G.D.KINZER, 1949 : The terminal velocity of fall for water droplets in stagnant air .
J. Meteorol. , 6: 243-248
- GUNN,R. ,and C.DEVIN, 1953 : Raindrop charge and electric field in active thunderstorms .
J. Meteorol. , 10: 279-284
- GUNN,R. , 1954 : Diffusion charging of atmospheric droplets of ions and the resulting combination coefficients .
J. Meteorol. , 11: 339-347
- HOLDEN,D.N. , 1983 : C.F. The electrification of thunderstorms .
1988 Proceedings Int. Conf. Atmospheric Electricity
- HOLZER,R.E. ,and D.S.SAXON, 1952 : Distribution of electrical conduction currents in vicinity of thunderstorms .
J. Geophys. Res. ,57, 207-216
- HOUNGNINDOU,B.E. , 1987 : Variations journalières du champ électrique sol - Interprétation des résultats .
Rapport de D.E.A. à l'Université d'ABIDJAN
- HUTCHINSON,W.C.A. ,and J.A.CHALMERS, 1951 : The electric charges and masses of single raindrops .
Q. J. R. Meteorol. Soc. , 77: 85-95

- IMYANITOV, I.M. , 1958 : Methods and instruments for the study of cloud and precipitation electricity .
Instr. and Expl. Tech. U.S.S.R.
- ISRAEL, H. , 1973 : Atmospheric electricity .
Program for scientific translations JERUSALEM, ISRAEL
- JHAWAR, D.S. , and J.A. CHALMERS, 1967 : Point discharge currents through small trees in artificial fields .
J. Atmos. Terres. Phys. , 29, 1459-1463
- JOLIVET, J. , 1959 : La charge électrique des gouttes de pluie dans les Antilles françaises.
Ann. Géophys. , 15: 153-174
- KASEMIR, H.W. , 1965 : The thundercloud, in problems of atmospheric and space electricity .
Edited by S. C. Coroniti, pp. 215-231
- KRIDER, E.P. , and J.A. MUSSER, 1982 : Maxwell currents under thunderstorms.
J. Geophys. , Res. , 87, 11171-11176
- LATHAM, J. , and B.J. MASON, 1961 : Electric charge transfer associated with temperature gradients in ice .
Proc. R. Soc. LONDON , Ser. A. , 260: 523-536
- LATHAM, J. , 1964 : The electrification of snowstorms and sandstorms .
Q. J. R. Meteorol. Soc. 90: 91-95
- LHERMITTE, R. , B. VONNEGUT, and E. WILLIAMS, 1979 : Doppler shift variations associated with lightning discharges .
Eos. Trans. AGU, 60 , 834, 1979
- MACCREADY, P.B. , and A. PROUDFIT, 1965 : Observations of hydrometeor charge evolution in thunderstorms .
Quart. J. Roy. Met. Soc. , 91 , 44-53

- MAGONO,C. ,and S.KOENUMA, 1958 : On the electrification of water drops by breaking due to the electrostatic induction under a moderate electric field .
J. Meteorol. Soc. Jpn. , 36: 108-111
- MAGONO,C. ,1978 : The distribution of electric charge carried by precipitation elements in winter thunderstorms .
Proc. Soc. Atmos. Electr. Jpn. , 18: 174-178
- MALAN,D.J. , 1952 : Décharges dans l'air et la charge inférieure positive d'un nuage orageux .
Annales de Géophysique , 8: 385-401
- MARSH,S.J. ,and T.C.MARSHALL, 1986 : Thunderstorm measurements of charged precipitation before first lightning .
EOS, 67, 890
- MARSHALL,T.C. ,and W.P.WINN, 1982 : Measurements of charged precipitation in a NEW MEXICO thunderstorm : Lower positive charge centers .
J. of Geophys. Res. Vol. 87 N° C9 pages 7141-7157
- MARSHALL,T.C. ,and S.J.MARSH, 1986 : Charged precipitation measurements in thunderstorms .
EOS, 67, 890
- MATTHEWS,J.B. ,and B.J.MASON, 1964 : Electrification produced by the rupture of large water drops in an electric field .
Q. J. R. Meteorol. Soc. , 90: 275-286
- McKEDOWN,H.D.J. , 1958 : Dust concentrations during the harmattan .
Q. J. R. Meteorol. Soc. ,84: 28-282
- MILLIKAN,R.A. , 1911 : The isolation of an ion , a precision measurement of its charge and the correction of Stokes' law .
Phys. Rev. , 32: 349-397

- MOORE,C.B. ,1976 : Reply to "Further comments on MOORE's criticisms of precipitation theories of thunderstorm electrification" .
Q. J. Roy. Met. Soc. ,102, 935-939
- MOUPFOUMA,F. , 1987 : Etude des précipitations et de leurs effets sur les liaisons hertziennes en visibilité et par satellite dans les régions tropicales .
Thèse de Doctorat d'Etat : Université PARIS-NORD
- NISBET,J.S. , 1985 : Thundercloud current determination from measurements at the earth's surface .
J. Geophys. Res. 90, 5840-5856
- PEEK,W.F. , 1920
- PICCA,R. , et C.BONNEFIS, 1967 : Contribution à l'étude du courant de décharge par pointes .
Geo. Meteor. 16, pp. 5-10
- RAYLEIGH,J.W.S. , 1882 : On the equilibrium of liquid conducting masses charged with electricity .
Philos. Mag. , 14: 184-186
- REYNOLDS,S.E. , 1954 : Compendium of thunderstorm electricity .
Signal Corps Research, Dep. Army Project 3-99-07-022,
Signal Corp project 172B , 100 pp
- REYNOLDS,S.E. , M.BROOK, and M.F.GOURLEY, 1957 : Thunderstorm charge separation .
J. Meteorol. , 14: 426-436
- RUDGE,W.A.D. , 1913 : On the electrification produced during the raising of a cloud of dust .
Proc. R. Soc. London , Ser. A. , 90: 256-272

- SARTOR, J.D. , 1954 : A laboratory investigation of collision efficiencies, coalescence and electrical charging of simulated cloud droplets.
J. Meteorol. , 11: 91-103
- SCHONLAND, B.F.J. , 1928 : The interchange of electricity between thunderclouds and the earth .
Proc. Roy. Soc. A. , 118: 252-262
- SCRASE, F.J. , 1938 : Electricity on rain .
Geophys. Mem. , LONDON , 75 : 1-20
- SIMPSON, G.C. , 1909 : On the electricity of rain and its origin in thunderstorms .
Philos. Trans. R. Soc. London , Ser. A. , 209: 379-413
- SIMPSON, G.C. , 1949 : Atmospheric electricity during disturbed weather .
Geophys. Mem. LONDON , 84: 1-51
- SIMPSON, G.C. , and F.J. SCRASE, 1937 : The distribution of electricity in thunderclouds II .
Proc. R. Soc. LONDON , Ser. A. , 161: 309-352
- SMITH, L.G. , 1955 : The electric charge on raindrops .
Q. J. R. Meteorol. Soc. , 81: 23-47
- SMITH, M.H. , 1975 : The collection efficiencies of highly charged water drops for uncharged cloud droplets .
Journal of Applied Meteorology vol. 15, 275-281
- SOULA, S. , 1986 : Influence de l'effet couronne sur le champ électrique mesuré au voisinage du sol sous orage .
Thèse de doctorat de l'Université PAUL SABATIER TOULOUSE
- STANDLER, R.B. , and W.P. WINN, 1979 : Effects of coronae on electric fields beneath thunderstorms .
Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. , 105 , 285-302

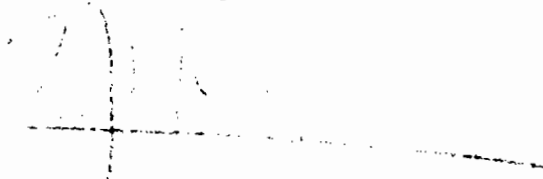
- STANDLER,R.B. ,1980 : Estimation of corona current beneath thunderclouds .
J. of Geophys. Res. Vol. 85 N° C8 Pages 4541-4544
- VONNEGUT,B. , 1955 : Possible mechanism for the formation of thunderstorm electricity .
Wentworth Conf. , pp. 169-181
- VONNEGUT,B. , 1963 : Some facts and speculations concerning the origin and role of thunderstorm electricity .
Meteorol. Monogr. , Am. Meteorol. Soc. , 5: 224-241
- WHIPPLE,F.J. ,and J.A.CHALMERS, 1944 : On WILSON's theory of the collection of charge by falling drops .
Q. J. R. Meteorol. Soc. , 70: 103-120
- WICHMANN,H. , 1952 :Zur theorie des Gewitters .
Arch. Met. , Wien A,5 187-230
- WILSON,C.T.R. , 1916 : On some determinations of sign and magnitude of electric charges in lightning flashes .
Proc. R. Soc. LONDON, Ser. A. , 92: 555-574
- WILSON,C.T.R. , 1929 : Some thundercloud problems .
J. FRANKLIN Inst. , 208: 1-12
- WINN,W.P. , and L.G.BYERLEY III, 1975 : Electric field growth in thunderclouds .
Quart. J. Roy. Meteor. Soc. , 101, 979-994
- WINN,W.P. , R.B.STANDLER, C.B.MOORE, C.R.HOLMES, and L.G.BYERLEY III ,
1982 : Electric structure of NEW MEXICO thunderstorms from balloon-borne instruments .
VI th International Conference Atmospheric electricity ,
Spectrum, Hampton, Va. ,

Vu et approuvé

Abidjan, le .12... Novembre 1990

Le Doyen de la Faculté des Sciences et Techniques

Professeur DIOPHO KORE Jacques



Vu et permis d'imprimer

Abidjan, le ..13.... Novembre 1990

Le Recteur de l'Université Nationale
de Côte d'Ivoire

Professeur TIO TOURE BAKARY

