



HAL
open science

COMPORTEMENT DE GRANULES CONDUCTEURS EN CHAMP ELECTRIQUE MONO-IONISE DANS L'AIR ATMOSPHERIQUE

Lucian Doru Dascalescu

► **To cite this version:**

Lucian Doru Dascalescu. COMPORTEMENT DE GRANULES CONDUCTEURS EN CHAMP ELECTRIQUE MONO-IONISE DANS L'AIR ATMOSPHERIQUE. Physique [physics]. Université Joseph Fourier (Grenoble I), 1994. Français. ⟨NNT:⟩. ⟨tel-02129780⟩

HAL Id: tel-02129780

<https://hal.science/tel-02129780v1>

Submitted on 15 May 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



HAL Authorization

THESE

présentée par

Lucian-Doru DASCALESCU

pour obtenir le titre de DOCTEUR
de l'Université "Joseph Fourier" - Grenoble 1
(arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

Spécialité:
PHYSIQUE

=====

**COMPORTEMENT DE GRANULES
CONDUCTEURS
EN CHAMP ELECTRIQUE MONO-IONISE
DANS L'AIR ATMOSPHERIQUE**

=====

Date de soutenance:
21 juillet 1994

Composition du jury:

Michel RENARD - Président

Roland COELHO - Rapporteur
Gérard TOUCHARD - Rapporteur

Pierre ATTEN
Robert TOBAZEON

Thèse préparée au sein du
Laboratoire d'Electrostatique et de Matériaux Diélectriques
C. N. R. S. - Grenoble

A mes enfants, Diana-Lucinia et Lucian-Mihai,
dont le plus vif espoir est de nous retrouver ensemble,
après les longues séparations imposées par mon travail.

A mon épouse, Mihaela,
dont le support moral a beaucoup contribué à mes exploits.

A mes parents,
dont les sacrifices m'ont permis d'accomplir mes rêves.

*"Pe-un picior de plai,
Pe-o gura de rai ..."*

*"Au pied de la montagne,
Aux portes du paradis ..."*

"Mioritza"
Chanson populaire roumaine

REMERCIEMENTS

La plupart de ce travail a été effectuée au *Laboratoire d'Electrostatique et de Matériaux Diélectriques du C. N. R. S. à Grenoble*, sous la direction scientifique de Monsieur **Robert Tobazéon**, Directeur de Recherche, à qui je tiens à exprimer mes remerciements les plus sincères pour ses précieux conseils, pour le soutien et l'amitié qu'il n'a cessé de me témoigner.

Je voudrais exprimer ma gratitude à Monsieur le Professeur **Noël Félici**, qui m'a adressé l'invitation de faire un stage à Grenoble et m'a encouragé à poursuivre mes recherches sur l'électrostatique des matériaux granulaires.

Ma reconnaissance s'adresse également à Monsieur le Professeur **Jean-Pierre Gosse**, Directeur du L. E. M. D., qui a accepté de m'accueillir au sein de ce laboratoire, pour la bienveillance dont il a toujours fait preuve à mon égard.

Le sujet de cette étude m'a été suggéré par Monsieur **Pierre Atten**, Directeur de Recherche, avec qui j'ai eu de nombreuses discussions enrichissantes. Qu'il en soit vivement remercié.

J'ai été très sensible à l'accueil cordial que m'a réservé l'ensemble du personnel du L. E. M. D. Je remercie très chaleureusement à tous ceux qui m'ont aidé dans mon travail, en particulier à Monsieur **François Montanvert** pour la réalisation de dispositifs expérimentaux.

J'exprime ma gratitude à Monsieur **Michel Renard**, Professeur à l'Université "Joseph Fourier" de Grenoble, pour l'honneur qu'il me fait en présidant cette commission d'examen.

Ma reconnaissance va aussi à Monsieur **Roland Coelho**, rapporteur de cette thèse, Directeur de Recherches Honoraire au Laboratoire de Physique des Décharges à Gif-sur-Yvette, qui m'a fait bénéficier de son expérience scientifique par des conseils avisés et des discussions fructueuses.

C'est avec reconnaissance que je remercie Monsieur **Gérard Touchard**, Professeur à l'Université de Poitiers, qui m'a accueilli avec cordialité dans le Laboratoire de Physique et Mécanique des Fluides pour un stage de recherche (octobre 1993 - décembre 1994) et qui a accepté d'être rapporteur de ce travail.

Une partie importante de cette thèse a été préparée au *Laboratoire d'Electrostatique Appliquée de l'Université Technologique de Toyohashi (Japon)*, où j'ai travaillé pendant l'année universitaire 1992/1993 en tant qu'enseignant-chercheur invité. Que Monsieur le Professeur **Akira Mizuno**, directeur de ce laboratoire, trouve ici ma reconnaissance pour l'accueil amical qu'il m'a réservé à Toyohashi et pour les discussions stimulantes que nous avons eues.

Cet ouvrage reflète aussi un travail fait au sein du *Laboratoire de Recherche "Champs Electriques Intenses"* de l'*Université Technique de Cluj-Napoca (Roumanie)*. J'exprime mes plus vifs remerciements aux Professeurs **Roman Morar** et **Alexandru Iuga**, qui ont créé ce laboratoire, qui ont lancé les études sur l'électroséparation des matériaux granulaires à la Faculté d'Electrotechnique de Cluj-Napoca et qui ont dirigé mes premières recherches dans le domaine de l'électrostatique. Ma reconnaissance s'adresse aussi à Monsieur le Professeur **Alfons Ifrim**, qui a été le directeur de ma thèse de Docteur-Ingénieur à l'*Institut Polytechnique de Bucarest*, pour le soutien moral important apporté à mon travail.

Je tiens également à remercier mes collaborateurs: Messieurs **Vasile Neamtu** et **Adrian Samuila**, maîtres de conférences; Monsieur **Ilie Suarasan**, chargé de recherche; Monsieur **Dan Rafiroiu**, maître-assistant; Madame **Michaela Mihailescu**, enseignant-chercheur associé à l'*Université Technique de Cluj-Napoca*, pour leur aide amicale. Plusieurs figures du chapitre 6 ont été dessinées par Monsieur **Ioan Ciuciua**. La plupart des photographies ont été prises par Monsieur **Lucian Pop**, ingénieur. Je leur en suis très reconnaissant.

Ce travail a pu être commencé grâce à une bourse offerte par le **Gouvernement français**, auquel j'exprime ici toute ma reconnaissance.

J'adresse mes remerciements les plus vifs à Monsieur le Professeur **Christian Monllor**, directeur de l'*IUT 1 de l'Université "Joseph Fourier" de Grenoble*, et à Messieurs les Professeurs **François Mondon** et **Pierre Edel**, respectivement ancien et actuel chefs du *Département de Mesures Physiques* qui m'ont invité en tant que maître de conférences associé dans leur établissement pendant l'année universitaire 1993-1994 et qui m'ont donné ainsi la possibilité de mener à terme ma thèse.

Le déroulement d'une partie de ces recherches a été possible grâce à l'aide financière de plusieurs entreprises roumaines ("*Electromures*" *Targu Mures*, "*Groupe Industriel pour Outillages Lourds*" *Cluj-Napoca*, "*Usine de Câbles et Matériaux Isolants*" *Bucarest*) et de la compagnie américaine "*Carpc*", *Jacksonville (Florida)*. Parmi mes collaborateurs travaillant dans l'industrie, je tiens plus particulièrement à remercier Messieurs **Iosif Csorvasy**, **Coriolan Giurgea**, **Marin Patrichi**, **Frank Knoll** et **Joe Taylor**.

Un des logiciels utilisés pour ce travail m'a été amicalement fourni par Monsieur **Peter Levin**, Professeur à l'*Institut Polytechnique de Worcester (Etats-Unis)*. Qu'il en soit remercié.

**INTRODUCTION.
PRESENTATION DES PROBLEMES**

*"La science remplace du visible compliqué
par de l'invisible simple."*

Jean Perrin, physicien

Plusieurs technologies actuelles, comme la séparation des matériaux granulaires [1-3], le poudrage électrostatique [4], la précipitation des poussières [5], le nettoyage des surfaces dans l'industrie électronique [6], utilisent les forces qui agissent sur des granules chargés ou polarisés, plongés dans un gaz et soumis à l'action d'un champ électrique intense [7-10]. D'autre part, les constructeurs d'appareils à haute tension font des efforts importants pour prévenir les claquages qui peuvent être provoqués par la présence accidentelle de particules conductrices de taille millimétrique dans le fluide isolant, gaz [11, 12] ou liquide [13, 14].

L'intérêt de l'industrie pour le développement de ces domaines (**Fig. I.1**) justifie, du point de vue pratique, une étude théorique et expérimentale approfondie des phénomènes physiques déterminant le comportement de granules conducteurs en champs électriques ionisés [15]. Un tel travail scientifique peut servir éventuellement à améliorer les technologies électrostatiques déjà mentionnées, ainsi que la construction des grands appareils à gaz comprimés, utilisés dans les réseaux de transport et de distribution de l'énergie électrique.

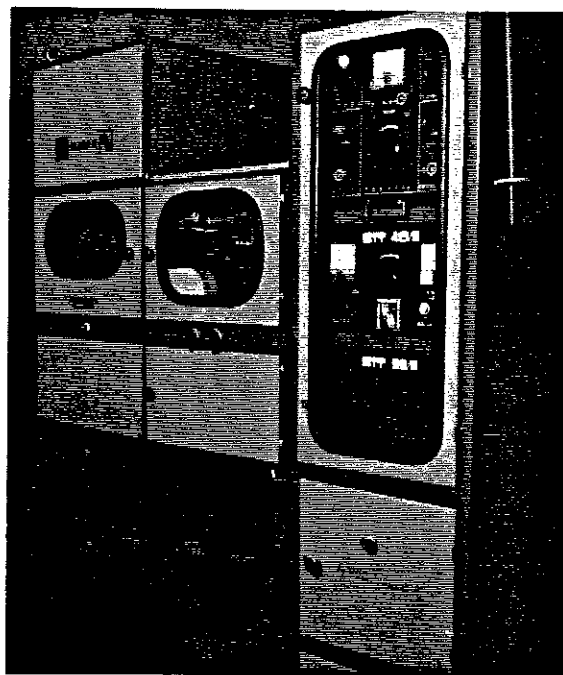


Fig. I.1. Installation d'électroséparation des granules isolants et métalliques de déchets industriels ELSIM, fabriquée par ELECTROMURES [16].

Une approche globale de ces problèmes est rendue impossible par la multitude de facteurs physiques impliqués: forme, dimensions, masse volumique des granules, configuration du système d'électrodes, forme d'onde et polarité de la haute tension, caractéristiques de l'injection ionique, nature et pression des gaz. Une délimitation des situations à étudier étant nécessaire, les recherches ont été focalisées sur le *comportement des granules conducteurs sphériques et cylindriques, de taille millimétrique, dans des champs électriques continus ou intermittents, en présence de décharges de type couronne positives ou négatives, dans l'air atmosphérique, entre électrodes situées aux distances de l'ordre de quelques centimètres.*

Cette orientation des travaux correspond plus spécifiquement aux problèmes posés par l'optimisation des processus de séparation couronne-électrostatique des matériaux granulaires [17]. (On utilise l'appellation "couronne-électrostatique pour désigner les méthodes de triage électrostatique des matériaux granulaires où les particules à séparer sont soumises à l'action d'une décharge couronne produite par une ou plusieurs électrodes ionisantes - Fig. I.2).

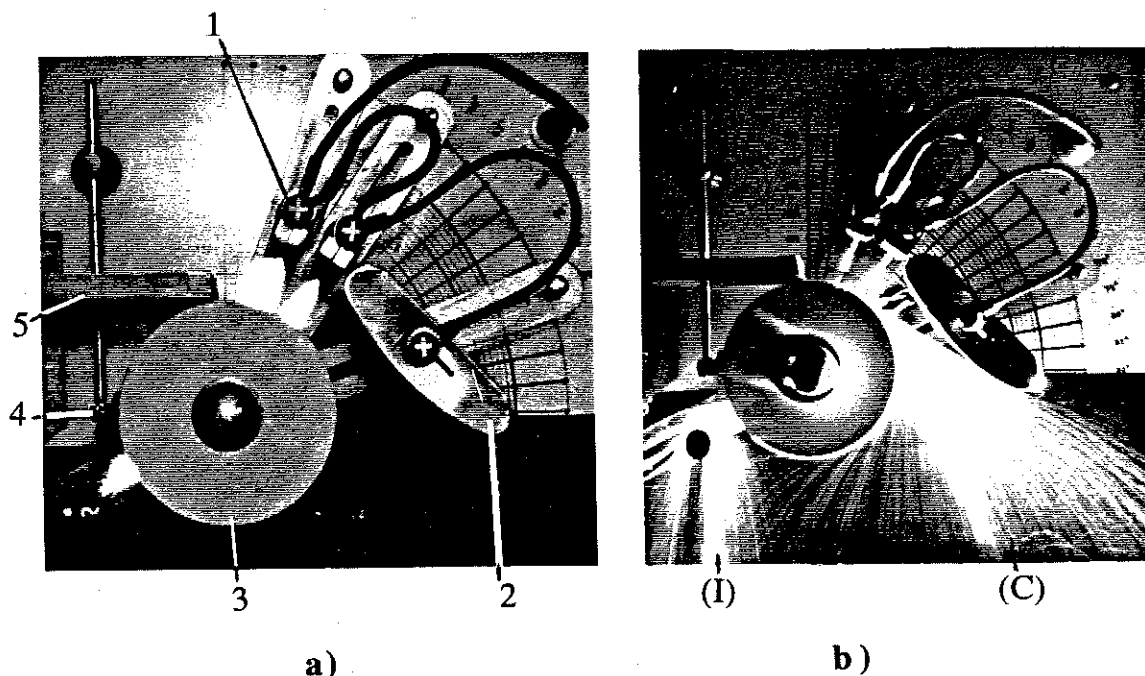


Fig. I.2. Zones de champ électrique à décharge couronne positive (a) et trajectoires des granules conducteurs (C) et isolants (I) de taille millimétrique (b) dans un séparateur à tambour; 1: électrode ionisante (à décharge couronne); 2: électrode tubulaire; 3: électrode cylindrique tournante reliée à la terre; 4: brosse; 5: vibrotransporteur.

Les recherches faites au Laboratoire "Champs Electriques Intenses" de l'Université Technique de Cluj-Napoca (Roumanie) ont montré la nécessité d'une étude systématique du comportement des granules conducteurs dans le champ électrique de diverses installations de séparation. Ces granules déclenchent le claquage de l'air entre les électrodes (Fig. I.3), en limitant ainsi les valeurs maximales des tensions de fonctionnement des séparateurs industriels. Les expériences apportent des conclusions utiles [18] pour l'évaluation des paramètres technologiques optimales des électroséparateurs: amplitude et polarité de la haute tension [19], configuration des électrodes [20], granulométrie des matériaux (Fig. I.4).

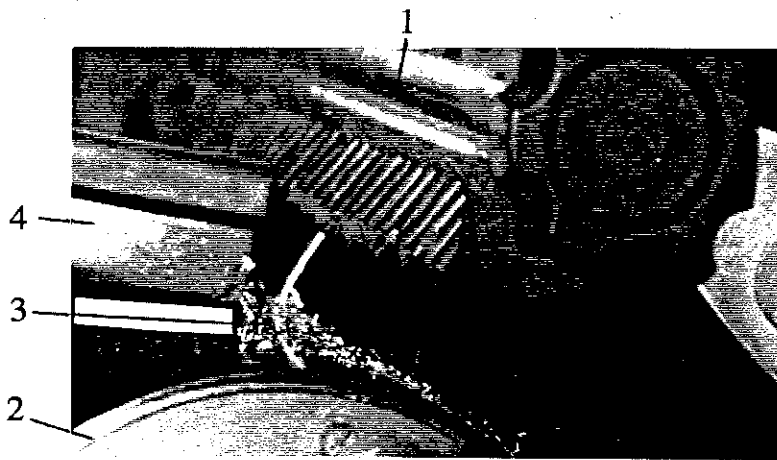


Fig. I.3. Claquage entre les électrodes d'un séparateur couronne-électrostatique à tambour, suite au renforcement du champ électrique produit par un granule métallique cylindrique, de taille millimétrique; 1: électrode ionisante; 2: électrode cylindrique tournante; 3: granules; 4: vibro-transporteur.

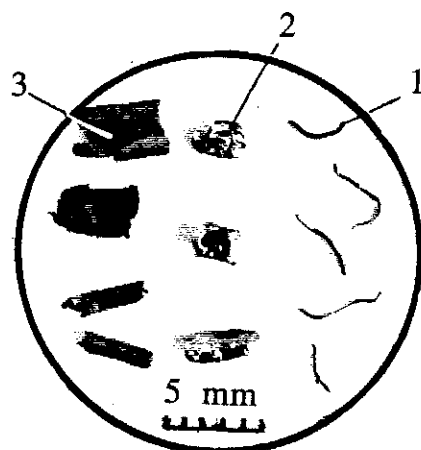


Fig. I.4. Formes et dimensions typiques des granules triés dans un séparateur électrostatique à tambour; 1: cuivre; 2: aluminium; 3: polychlorure de vinyle.

Peu d'investigations fondamentales ont été dévolues aux mouvements des granules dans ces installations, ainsi qu'aux mécanismes conduisant au claquage entre les électrodes. La théorie de la séparation électrostatique a été développée par Delon [21], Olofinskij [22], Meinander [23], Mesenjasin [24], Iuga [25], Dascalescu et al [26], un nombre relativement important d'études ont été publiées sur les diverses applications de ces technologies [27-37], mais aucun chercheur n'a approfondi les phénomènes physiques qui se produisent dans les zones de champ électrique à décharge de type couronne et qui semblent influencer les paramètres de fonctionnement des installations.

Les phénomènes électrostatiques associés à la présence d'un granule conducteur libre ont été bien étudiés dans le cas du champ harmonique. On doit à Félici [38] d'avoir calculé les forces et les charges de petits objets conducteurs, en contact avec une électrode affectée d'un champ électrique uniforme. Dakin et Hughes [39] ont démontré que des champs assez faibles suffisaient à produire le mouvement d'une sphère de masse importante dans l'air et dans l'huile minérale. Ils ont mis en évidence le rôle décisif d'une telle particule dans le déclenchement du claquage, en suggérant que celui-ci n'était pas seulement dû au renforcement du champ sur la sphère mais aussi aux microdécharges produites par la particule à l'approche d'une électrode. De nombreux travaux ont été consacrés à l'étude des mouvements des particules et des claquages engendrés par celles-ci entre diverses électrodes, sous tension continue ou alternative, dans divers gaz comprimés et dans l'huile minérale [40-46]; les résultats les plus significatifs obtenus avant 1980 sont présentés dans un article de synthèse publié par Laghari et Qureshi [10]. Les recherches dans ce domaine se poursuivent actuellement [47-53].

Plusieurs arguments permettent de supposer que le comportement des granules conducteurs dans un champ électrique est affecté par la présence de la charge d'espace: (1) *la distribution du champ électrique est altérée*; (2) *la charge des granules est modifiée par le flux d'ions incidents*; (3) *une force aérodynamique supplémentaire, produite par le "vent électrique", s'exerce sur chaque granule*. L'influence de ces facteurs physiques sur les mouvements de granules et sur les conditions de claquage de l'air atmosphérique n'a jamais été étudiée de façon systématique.

La spécificité du comportement des granules conducteurs sous l'action d'une décharge couronne ne peut être mise en évidence sans préciser au préalable les phénomènes qui se produisent en champ électrique harmonique: ceci est l'objet du premier chapitre. Plusieurs systèmes d'électrodes ont été utilisés pour modéliser les décharges couronne de la réalité industrielle; ils sont décrits dans le deuxième chapitre, où on discute aussi le calcul de la distribution du champ électrique et de la charge d'espace dans chaque dispositif expérimental.

Les deux chapitres suivants présentent les travaux expérimentaux concernant le comportement des granules sphériques et cylindriques de dimensions variées, en contact et à proximité d'une électrode affectée d'un champ électrique mono-ionisé, dans l'air atmosphérique. Les résultats des manipulations et des calculs sont analysés systématiquement, en vue d'établir l'influence de divers facteurs physiques sur la valeur du champ de décollement des granules et sur les tensions de claquage enregistrées dans diverses conditions.

Un modèle mathématique est proposé au cinquième chapitre, afin de simuler sur ordinateur les mouvements des granules conducteurs sous l'action d'un champ électrique dans l'air ionisé et d'évaluer les conditions de claquage entre électrodes planes-parallèles. En comparant les résultats des simulations numériques avec les données expérimentales, on obtient la validation des interprétations proposées aux divers phénomènes physiques.

Le dernier chapitre est consacré à l'analyse du comportement des granules conducteurs dans les conditions spécifiques aux séparateurs industriels couronne-électrostatiques à tambour. On a ainsi la possibilité d'évaluer les implications pratiques de l'ensemble d'études théoriques et expérimentales concernant l'électrostatique des matériaux granulaires. En même temps, on peut avoir la confirmation des conclusions formulées à la fin de cette thèse et des perspectives ouvertes par celle-ci.

Chapitre 1

GRANULES CONDUCTEURS EN CHAMP HARMONIQUE

*"La science commence par une interrogation:
<<Pour quoi ?>>
et finit par une exclamation:
<<Eureka !>>"*

L'analyse du comportement d'un petit objet conducteur de forme quelconque dans un champ électrique harmonique représente une étape indispensable à l'études des phénomènes physiques qui font l'objet de ce travail. Certains résultats obtenus en champ harmonique permettent d'évaluer, dans une première approximation, plusieurs grandeurs physiques caractérisant les mouvements des granules de formes variées ou les claquages induits par ceux-ci en champ ionisé. Ils constituent des références nécessaires à l'étude comparative des comportements de particules plongées dans un champ électrique dénué ou affecté d'une charge d'espace.

Un *granule conducteur posé* sur une électrode horizontale acquiert une charge Q_m et est soumis à une force électrique F^* qui dépendent du champ électrique local E_0 , de la forme, de l'orientation et de la taille de la particule. Le **sous-chapitre 1.1** est consacré à la présentation des résultats des calculs qui ont été faits en utilisant un logiciel spécialisé, afin d'évaluer les charges et les forces de granules conducteurs de forme variées en contact avec une électrode affectée d'un champ harmonique.

Si F^* dépasse la force de pesanteur diminuée de la force d'Archimède F_g , *le granule est soulevé* et il se déplace ensuite vers l'électrode de polarité opposée. Par contact avec celle-ci, le granule acquiert une charge $-Q_m$. Par conséquent, le granule revient sur la première électrode, où sa charge change à nouveau de signe, et le même processus se poursuit. Le granule effectue donc des mouvements de va-et-vient entre les électrodes avec une vitesse d'autant plus grande que la tension est élevée. Ce processus est analysé en détail dans le **sous-chapitre 1.2**.

A cause du *renforcement local de l'intensité du champ électrique* ($E \gg E_0$), une décharge peut se produire chaque fois qu'un granule chargé s'approche d'une électrode de signe opposé. Cette "*micro-décharge*", dont les conditions d'apparition sont discutées au **sous-chapitre 1.3** peut engendrer un *claquage* entre les deux électrodes.

1.1. Granules conducteurs en contact avec une électrode affectée d'un champ harmonique

Une étude systématique des charges Q_m de petits objets en contact avec une électrode plane affectée d'un champ électrique uniforme E_0 (Tableau 1.1) a été effectuée par Félici [38].

Tableau 1.1. Charge électrique Q_m de granules de formes variées, en contact avec une électrode plane, affectée d'un champ électrique uniforme E_0 dans le vide ($\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ F/m).

Granule	Charge électrique
demi-sphère (rayon R)	$3 \pi \epsilon_0 E_0 R^2$
demi-cylindre couché (rayon R , longueur L)	$4 \epsilon_0 E_0 R L$
demi-ellipsoïde de révolution allongé (axes de la méridienne $a > b$)*	$\epsilon_0 E_0 c^3/a \{ \ln[(c+a)/b] - (c/a) \}$ $c = (a^2 - b^2)^{1/2}$
bande posée sur tranche (hauteur a , longueur L)	$2 \epsilon_0 E_0 a L$
lamelle posée à plat (largeur a , longueur L)	$\epsilon_0 E_0 a L$
cylindre circulaire couché (rayon R , longueur L)	$2 \pi \epsilon_0 E_0 R L$
sphère (rayon R)	$(2/3)\pi^3 \epsilon_0 E_0 R^2$

* La direction du champ E_0 est parallèle à l'axe a .

En raison de l'attraction d'image électrique, la *force* F^* qui s'exerce sur un petit objet conducteur en contact avec une électrode affectée d'un champ électrique uniforme E_0 est inférieure à $F_0 = Q_m E_0$ qu'il subit à quelque distance du plan. Dans le cas d'une *sphère*, la force F^* s'exprime avec [54]:

$$F^* = 0,832 Q_m E_0 \quad (1.1)$$

Félici [38] a établi des formules similaires pour un *cylindre couché*:

$$F^* = 0,715 Q_m E_0 \quad (1.2)$$

et pour un *cylindre dressé*, en l'assimilant à un demi-ellipsoïde de révolution allongé:

$$F^* = [\ln(L/R) - 1/2] [\ln(2L/R) - 1]^{-1} Q_m E_0 \quad (1.3)$$

Dans presque toutes les autres situations, le calcul des forces et des charges ne peut se faire qu'en utilisant des méthodes numériques [55-61]. Le logiciel utilisé par l'auteur est présenté au § 1.1.1. Il a permis de calculer les forces qui s'exercent dans un champ électrique uniforme (§ 1.1.2) ou non-uniforme (§ 1.1.3) sur des granules conducteurs de formes variées.

La présence d'un granule conducteur en contact avec une électrode provoque une diminution de la rigidité diélectrique. Dans le cas de la sphère posée sur une électrode, le *renforcement local du champ électrique*, calculé analytiquement par Félici, vaut:

$$E/E_0 = 4,208 \quad (1.4)$$

Les méthodes numériques d'analyse du champ électrique facilitent les calculs similaires pour des granules de formes et dimensions variées (§ 1.1.4).

1.1.1. Méthode de calcul numérique

Le choix d'une méthode et d'un logiciel pour le calcul de charges et forces électriques est décidé en fonction de la *forme du granule* et de la *géométrie du système d'électrodes*.

La plupart des cas présentant un intérêt pratique se réduisant au problème de *l'analyse de champs électriques avec symétrie plane ou axiale*, un logiciel comme le "**Charge Simulation Program**" (CSP), élaboré par le Professeur Peter Levin et ses collaborateurs de l'Institut Polytechnique de Worcester (Etats-Unis) [62, 63], est un outil de calcul bien approprié. La **méthode des éléments de frontière**, employée par ce programme, permet une évaluation directe et donc très rapide de la charge des objets conducteurs et des forces électriques agissant sur ceux-ci. Les "pre- et post-processeurs" de CSP assurent la saisie des données et la visualisation des résultats.

Avec CSP, l'utilisateur a la possibilité de dessiner à l'échelle sur le moniteur la configuration du système d'électrodes, ainsi que le granule de forme et de dimensions choisies (Fig. 1.1). Il peut imposer les *potentiels des électrodes* et - le cas échéant - la *charge électrique portée par le granule*. Le nombre d'éléments de frontière disponibles dans le cas de la version sur ordinateur personnel de CSP étant limité à 50, l'utilisateur doit optimiser leur distribution sur les électrodes et le granule, afin d'assurer la précision imposée par l'application.

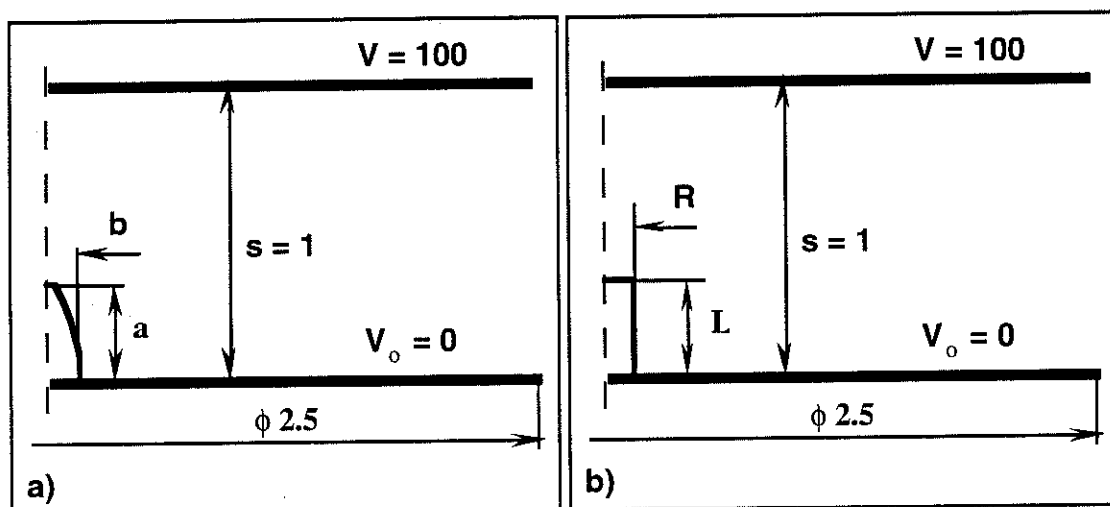


Fig. 1.1. Calcul numérique de la charge électrique Q_m d'un demi-ellipsoïde de révolution (a) et d'un cylindre circulaire dressé (b), en contact avec une électrode plane affectée d'un champ électrique uniforme, avec le "Charge Simulation Program" - CSP - symétrie de révolution.

Pour tester le logiciel, on a calculé la charge d'une sphère de rayon $R = 10^{-3}$ m, dans un champ électrique $E_0 = 10^6$ V/m. La valeur donnée par CSP est (en Coulomb) $Q_m = 20,6 \epsilon_0 \approx (2/3)\pi^3 \epsilon_0 \approx 20,67 \epsilon_0$.

On a fait aussi une comparaison entre les charges des *demi-ellipsoïdes de révolution allongés*, calculées avec la formule de Félici:

$$Q_m = \epsilon_0 E_0 c^3/a \{ \ln[(c+a)/b] - (c/a) \} ; c = (a^2 - b^2)^{1/2} \quad (1.5)$$

et les valeurs obtenues avec CSP (Tableau 1.2). Une erreur systématique d'environ 6 % a été enregistrée, à cause du nombre limité de segments (douze) qui ont été utilisés pour représenter la frontière de l'objet, dans les calculs numériques (Fig. 1.1,a).

Tableau 1.2. Comparaison entre les résultats des calculs analytiques et numériques des charges Q_m des granules en contact avec une électrode plane, affectée d'un champ uniforme $E_0 = 10^6$ V/m.

Dimensions des particules (mm)		Q_m (pC)					
		demi-ellipsoïde de révolution, allongé			cylindre circulaire dressé		
a ou L	b ou R	analytique ¹⁾	CSP ²⁾	ϵ_r (%)	analytique ³⁾	CSP ⁴⁾	ϵ_r (%)
4	2	640	612	6,0	1150	927	- 24
4	1	369	346	6,0	411	513	19,8
4	0,5	244	228	6,5	250	320	21,8
4	0,2	164	154	6,0	165	201	17,9
4	0,1	131	123	5,9	131	154	15,1

¹⁾ formule (1.5); ²⁾ Fig. 1.1,a; ³⁾ formule (1.6); ⁴⁾ Fig. 1.1,b.

1.1.2. Charges et forces de granules en champ uniforme

La charge du cylindre circulaire dressé (Fig. 1.1,b) peut être calculée avec une formule approchée, qui dérive de (1.5) avec $L = a = c$; $R = b$:

$$Q_m = \pi \epsilon_0 E_0 L^2 / [\ln(2L/R) - 1] \quad (1.6)$$

Les valeurs déterminées avec CSP (Tableau 1.2) montrent que cette formule sousestime la charge réelle. Si le cylindre est très allongé, l'approximation devient acceptable.

Une situation qui n'a pas été analysée par d'autres chercheurs est présentée sur la Fig. 1.2: une *sphère de rayon R*, en contact électrique avec une *électrode plane* située à une distance *x*. Cette situation correspond au moment où un claquage localisé se produit entre un granule chargé et une électrode de polarité opposée.

La décharge supposée parfaitement conductrice constitue une connexion électrique entre granule et électrode. Le granule acquiert une charge électrique *Q* de même polarité que l'électrode, fonction linéaire de *x/R* (pour $x/R < 1$ et $s \gg R$, Fig. 1.3):

$$Q/Q_m = 1 + 0,575 (x/R) \quad (1.7)$$

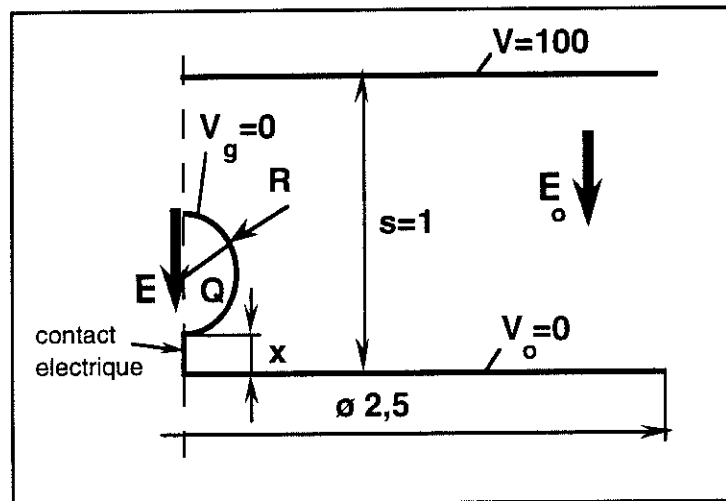


Fig. 1.2. Granule sphérique de rayon *R* en contact électrique avec une électrode affectée d'un champ électrique uniforme E_0 .

Une formule similaire est obtenue pour un *cylindre de rayon R* et de longueur $L = 10 R$, en contact électrique avec une électrode située à la distance x/R (< 6) et affectée d'un champ uniforme E_0 (Fig. 1.4):

$$Q/Q_m = 1 + 0,15 (x/R) \quad (1.8)$$

la charge Q_m étant calculée aussi avec CSP.

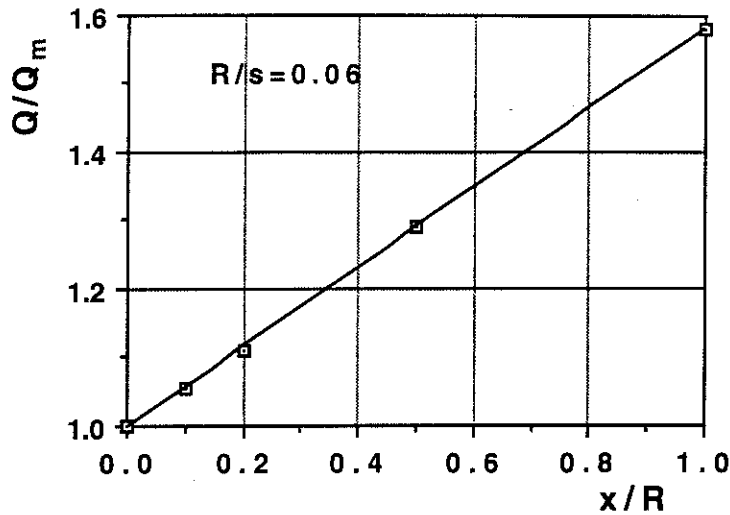


Fig. 1.3. Charge électrique réduite Q/Q_m d'un granule sphérique de rayon R , en contact électrique avec une électrode située à la distance x/R (Fig. 1.3; s est la distance entre les deux électrodes planes qui produisent le champ uniforme E_0).

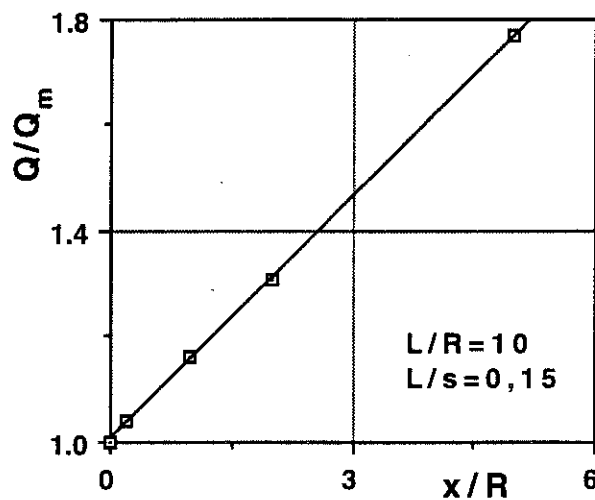


Fig. 1.4. Charge électrique réduite Q/Q_m d'un granule cylindrique de rayon R et de longueur L , en contact électrique avec une électrode située à la distance x/R .

A l'aide de CSP, on a évalué les forces exercées sur des granules cylindriques dressés, caractérisés par des divers rapports L/R . Les résultats présentés dans le **Tableau 1.3** montrent que la formule analytique approchée (1.3) sousestime la force réelle.

Il y a des situations dans lesquelles les granules (sphériques ou cylindriques) peuvent être en contact électrique avec une électrode située à une distance x (Fig. 1.3). Le calcul numérique de la force F qui s'exerce dans ce cas sur les granules donne les résultats montrés sur Fig. 1.5, pour les sphères, et sur Fig. 1.6, pour les cylindres dressés.

Tableau 1.3. Forces (F^*) sur des granules cylindriques de dimensions variées, en contact avec une électrode plane affectée d'un champ électrique uniforme $E_0 = 10^6$ V/m.

R (mm)	1,25	0,625	0,35	0,35	0,35	0,25	0,125
L (mm)	5	5	3,5	5,25	7	5	5
L/R (-)	4	8	10	15	20	20	40
F^*_a (μ N)	526	348	154	293	469	239	193,5
F^*_{CSP} (μ N)	671	436	196	356	562	285	219,4
ε (%)	21,3	20,2	21,4	17,7	16,5	16,0	13,4

F^*_a et F^*_{CSP} - forces calculées avec la formule (1.3) et CSP, respectivement; ε (%) = $100 (F^*_{CSP} - F^*_a)/F^*_{CSP}$.

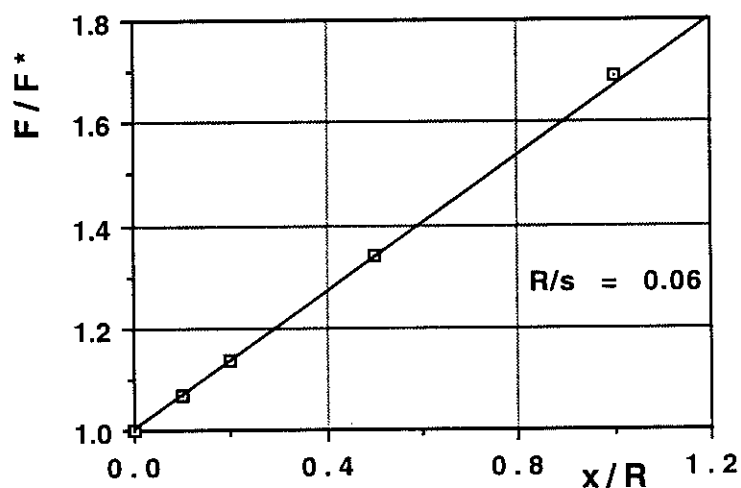


Fig. 1.5. Force électrique F/F^* exercée sur un granule sphérique en contact électrique avec une électrode située à la distance x/R (F^* représente la force au moment où le granule est posé sur l'électrode).

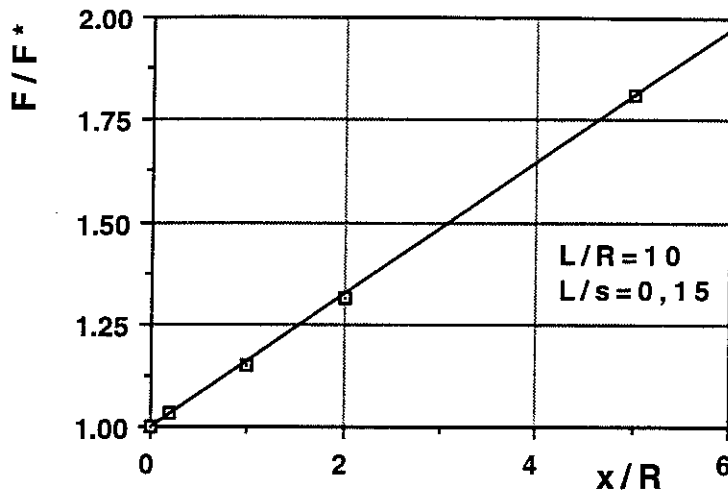


Fig. 1.6. Force électrique F/F^* exercée sur un granule cylindrique en contact électrique avec une électrode située à la distance x/R (F^* représente la force au moment où le granule est posé sur l'électrode).

Le rapport F/F^* est une fonction linéaire de la distance x/R :

- pour les *sphères* à $x/R < 1$:

$$F/F^* = 1 + 0,7 (x/R) \quad (1.8)$$

- pour les *cylindres* caractérisés par $L/R = 10$, situés à $x/R < 5$:

$$F/F^* = 1 + 0,16 (x/R) . \quad (1.9)$$

1.1.3. Charges et forces de granules en champ non-uniforme

La charge des granules sphériques, en contact avec l'électrode extérieure d'un système de cylindres co-axiaux, a été déterminée à l'aide d'une méthode numérique par Rizk, Masetti et Comsa [43]. Ils ont montré que la charge Q_{mNU} est plus petite que celle acquise par les mêmes particules dans un champ uniforme (Q_m):

$$Q_{mNU} = K_{NU} Q_m \quad (1.10)$$

où le *coefficient de non-uniformité* K_{NU} est une fonction de R/R_i , R_i étant le rayon de l'électrode intérieure du système de cylindres coaxiaux.

Dans le cas d'un *granule sphérique* de rayon R posé sur une électrode plane reliée à la terre, devant une *pointe à la haute tension* (Fig. 1.7), les valeurs de la charge ont été calculées avec CSP et dependent, à la fois, du rayon r_p de l'aiguille, et de la distance s entre les électrodes (Tableau 1.4). Donc, il y a au moins deux paramètres qui déterminent la valeur du coefficient K_{NU} (pour un angle de la pointe donné: 90°).

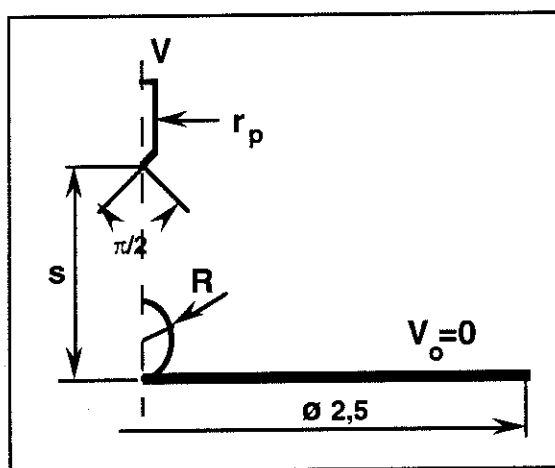


Fig. 1.7. Calcul numérique de la charge électrique Q_{mNU} d'un granule sphérique, sur une électrode plane reliée à la terre, devant une pointe à la haute tension (CSP - symétrie de révolution).

Tableau 1.4. Charge réduite Q_{mNU}/Q_m des granules sphériques, sur une électrode plane reliée à la terre, devant une pointe à la haute tension.

r_p/R	0,2	0,2	0,2	0,2	0,4	1	2
s/R	5	10	13	17	10	10	10
Q_{mNU}/Q_m (%)*	13,84	7,85	6,46	5,36	10,36	15,32	21,67

* Les rapports Q_{mNU}/Q_m ont été calculés à V/s constant.

L'effet de non-uniformité est plus grand aux valeurs élevées du rapport (s/R) , et il décroît quand le rapport (r_p/R) augmente.

La situation est encore plus compliquée dans le cas d'un cylindre dressé, sur une électrode plane, devant une pointe à la haute tension (Fig. 1.8). Il y a au moins trois paramètres qui déterminent la valeur du coefficient de non-uniformité K_{NU} : (R/L), (r_p/L), (s/L).

Les calculs des charges (Tableau 1.5) et des forces (Tableau 1.6) ont été faits avec CSP, en considérant que l'angle de la pointe est 90° . Le coefficient K_{NU} décroît avec le rapport (r_p/L), et diminue progressivement avec l'augmentation de la distance entre la pointe et le plan (s/L). Si le rayon de la pointe est petit, et la distance s est relativement grande, K_{NU} varie très peu avec R .

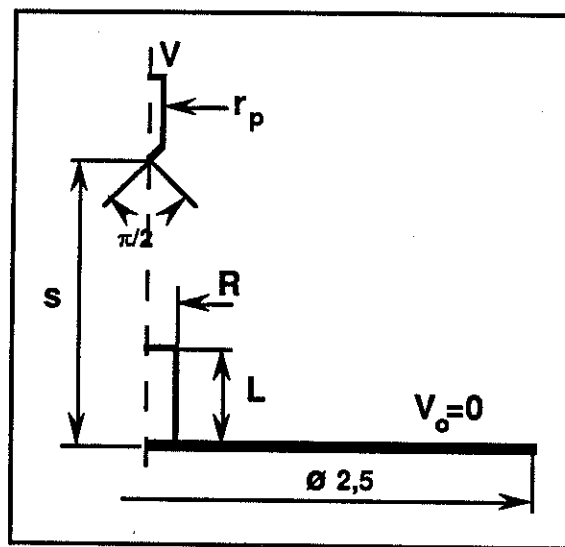


Fig. 1.8. Calcul numérique de la charge électrique Q_{mNU} d'un granule cylindrique dressé, sur une électrode plane reliée à la terre, devant une pointe à la haute tension (CSP - symétrie de révolution).

Tableau 1.5. Charge réduite Q_{mNU}/Q_m des granules cylindriques dressés, sur une électrode plane reliée à la terre, devant une pointe à la haute tension.

r_p/L	0,05	0,1	0,25	0,1	0,1	0,1	0,05
s/L	5	5	5	2,5	6,5	8,5	5
R/L	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,1
Q_{mNU}/Q_m (%)*	8,25	10,28	15,18	17,53	8,48	6,59	8,15

* Les rapports Q_{mNU}/Q_m ont été calculés à V/s constant.

Tableau 1.6. Force réduite F^*_{NU}/F^* sur des granules sphériques et cylindriques, en contact avec une électrode plane reliée à la terre, devant une pointe à la haute tension (Fig. 1.7 et Fig. 1.8).

Granule	Sphère	Sphère	Sphère	Cylindre	Cylindre	Cylindre	
r_p/R (-)	0,2	0,2	0,2	1	1	1	
s/R (-)	17	10	7	s/L (-)	8,5	5	3,5
$F^*_{NU}/F^*(\%)*$	0,4	1,01	1,75	0,54	0,99	1,99	

* Les rapports F^*_{NU}/F^* ont été calculés à V/s constant.

1.1.4. Renforcement local du champ électrique

Anis and Srivastava [46] ont calculé numériquement les effets produits par des granules cylindriques aux extrémités hémisphériques, caractérisés par des divers rapports L/R et situés au contact ou à une position donnée entre deux électrodes planes. A son tour, Miller [64] a étudié l'influence de la distance entre les deux électrodes sur le facteur de renforcement du champ. CSP permet de faire des calculs similaires pour des granules ayant des formes différentes.

On a calculé ainsi le *renforcement du champ électrique* produit par trois modèles différents de granules cylindriques caractérisés par le même rapport $L/R = 10$ (Fig. 1.9 et Tableau 1.7).

Dans le cas des granules de type I, le champ est plus fort à proximité du point P' que sur l'axe (point P): $E_{P'} = 64,1 \text{ kV/m} > E_P = 30,76 \text{ kV/m}$. La variation du champ E à l'extrémité du granule de type I entre les points P et P' est donnée sur la Fig. 1.10. (Théoriquement, le champ au point P' n'est pas défini; néanmoins, CSP donne une valeur du champ à ce point. On peut considérer que cette valeur $E_{P'}$ représente une bonne approximation de E à une distance très petite de P'). Une observation similaire peut être faite dans le cas des granules de type III: $E_{P''} = 77,43 \text{ kV/m} > E_{P'} = 54,26 \text{ kV/m} > E_P = 47,33 \text{ kV/m}$.

Les résultats des calculs (Tableau 1.7) montrent aussi qu'il y a des différences importantes entre les trois modèles sur les charges Q_m et les forces F^* .

Ceci signifie qu'il faut bien choisir le modèle de granule adopté pour l'étude d'une situation réelle, afin d'obtenir des résultats fiables.

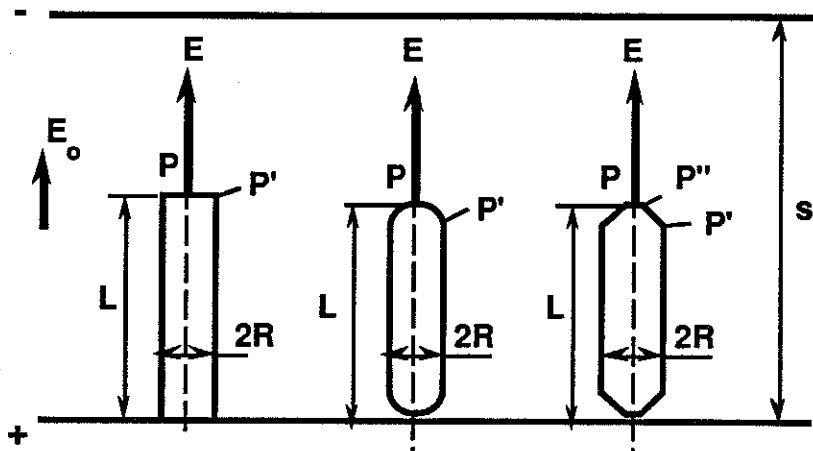


Fig. 1.9. Calcul numérique du renforcement du champ électrique E/E_0 , produit par trois modèles de granules cylindriques en contact avec une électrode plane affectée d'un champ électrique uniforme ($E_0 = 3,33$ kV/m; $L = 5$ mm; $R = 0,25$ mm; $s = 30$ mm).

Tableau 1.7. Valeurs du renforcement du champ (E_P/E_0), de la charge Q_m et de la force F^* calculées avec CSP pour les trois modèles de granules cylindriques $L/R = 20$ (Fig. 1.9).

Modèle	I	II	III
E_P/E_0	9,28	20,18	14,20
Q_m [C]	$12,24 \epsilon_0$	$11,81 \epsilon_0$	$11,96 \epsilon_0$
F^* [N]	$2686 \epsilon_0 10^3$	$3615 \epsilon_0 10^3$	$3379 \epsilon_0 10^3$

En utilisant CSP, on peut analyser la situation des objets de formes variées, en contact électrique avec une électrode plane localisée à une distance x (Fig. 1.2 et Fig. 1.11). Le granule étant au potentiel de l'électrode produit un renforcement important du champ électrique (Fig. 1.12).

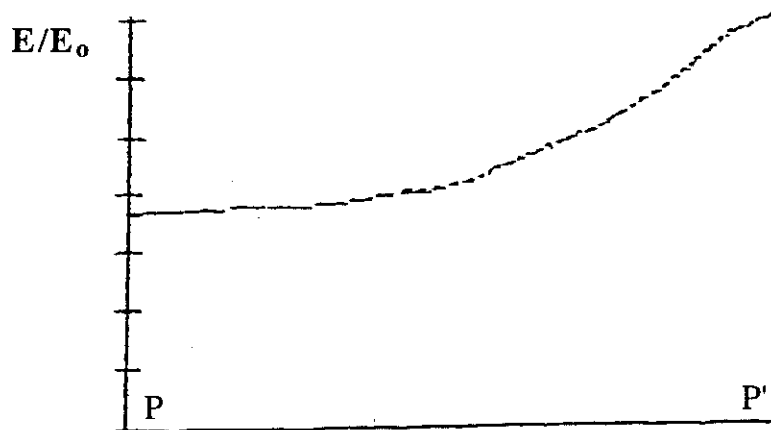


Fig. 1.10. Distribution du champ électrique E entre les points P et P' d'un granule cylindrique de type I (Fig. 1.9)

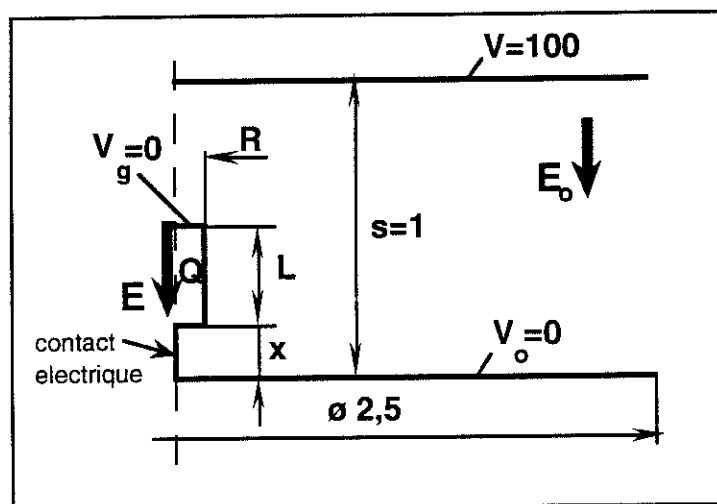


Fig. 1.11. Calcul numérique du renforcement du champ électrique E/E_0 , produit par un granule cylindrique chargé, à proximité d'une électrode (CSP - symétrie de révolution).

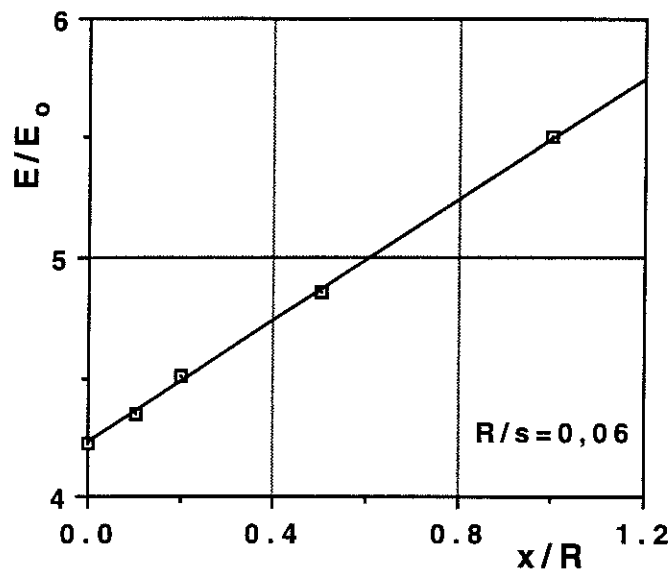
Les courbes $E/E_0 = f(x/R)$ peuvent être exprimées:

- pour les *sphères* situées aux distances $x/R < 1$:

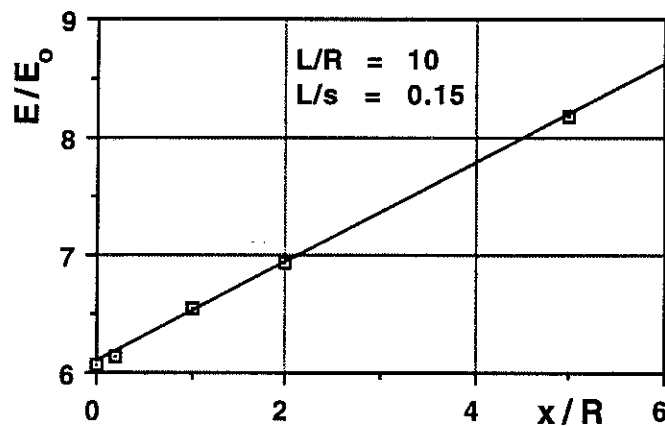
$$E/E_0 = 4,2 + 1,25 (x/R) \quad (1.11)$$

- pour les *cylindres* $L/R = 10$, si $x/R < 5$:

$$E/E_0 = 6,1 + 0,42 (x/R) \quad (1.12)$$



a)



b)

Fig. 1.12. Renforcement du champ électrique E/E_0 , produit par des granules sphériques (a) et cylindriques $L/R = 10$ (b), en contact électrique avec une électrode située à la distance x/R (s est la distance entre les deux électrodes planes qui produisent le champ uniforme E_0).

1.2. Mouvements de granules conducteurs en champ harmonique

Un granule conducteur initialement posé sur une électrode horizontale acquiert une charge Q_m et peut décoller quand la force électrique F à laquelle il est soumis est plus grande que la force de la pesanteur, diminuée de la pousée d'Archimède. Les valeurs du champ de décollement pour des granules conducteurs de formes variées sont calculées au § 1.2.1.

En utilisant le logiciel CSP, on a déterminé ensuite (§ 1.2.2) les forces électriques agissant sur des granules sphériques et cylindriques chargés, situés à proximité d'une électrode de même signe ou de signe opposé. Ces résultats peuvent servir à améliorer le modèle mathématique qui décrit le mouvement d'un granule entre électrodes planes-parallèles, en champ harmonique (§ 1.2.3).

Un renforcement local du champ électrique se produit lorsque un granule chargé s'approche d'une électrode de polarité opposée (§ 1.2.4). Ce phénomène explique la réduction importante des tensions de claquage en présence des granules mobiles.

1.2.1. Champ de décollement

On a montré dans le sous-chapitre précédent que la force F^* sur un granule posé est inférieure à la force $F_0 = Q_m E_0$ qu'il subit dans un champ électrique uniforme, à grandes distances des électrodes. Félici a calculé les valeurs de la charge Q_m et du *rapport de décollement*:

$$F^*/F_0 = F^*/(Q_m E_0) = k_F, \quad (1.13)$$

pour de petits objets de formes variées. Ses résultats permettent de déduire le champ de décollement E_{10} en égalant la force F^* à la force de pesanteur ou à la force de pesanteur diminuée de la pousée d'Archimède.

On peut exprimer ainsi la *condition de décollement* d'un granule caractérisé par le volume W et par la masse volumique ρ_s , dans un fluide (l'air) de masse volumique ρ :

$$F^* = F_g = m_g g; \quad m_g = W(\rho_s - \rho), \quad (1.14)$$

g étant l'accélération de la pesanteur. Par conséquent, on obtient les formules suivantes (ϵ - permittivité du fluide; R - rayon de la sphère ou du cylindre; L - longueur du cylindre):

- pour la *sphère*:

$$E_{10} = 0,494 [R(\rho_s - \rho)g/\epsilon]^{1/2}, \quad (1.15)$$

- pour le *cylindre couché*:

$$E_{10} = 0,836 [R(\rho_s - \rho)g/\epsilon]^{1/2}, \quad (1.16)$$

- pour le *cylindre dressé*:

$$E_{10} = [\ln(2L/R) - 1] [\ln(L/R) - 0,5]^{-1/2} [(R^2/L)(\rho_s - \rho)g/\epsilon]^{1/2}. \quad (1.17)$$

Ces formules sont valables dans le cas des champs électriques non-ionisés, avec l'observation que (1.17) est affectée par une approximation. Ainsi, la charge Q_m a été évaluée avec la relation (1.6), qui dérive de celle d'un granule demi-ellipsoïdale, tandis que la force de pesanteur a été calculée en considérant le volume d'un cylindre: $W = \pi R^2 L$.

Si on prend le volume d'un demi-ellipsoïde avec $a = L$, $b = R$:

$$W = (2/3) \pi R^2 L, \quad (1.18)$$

l'expression du champ de décollement devient:

$$E_{10} = [\ln(2L/R) - 1] [\ln(L/R) - 0,5]^{-1/2} [(2R^2/3L)(\rho_s - \rho)g/\epsilon]^{1/2}, \quad (1.19)$$

qui est plus précise, mais affectée encore par l'approximation introduite avec la formule (1.6).

Pour obtenir un résultat plus précis, on doit utiliser les valeurs du rapport de décollement k_F calculées avec CSP. Dans ce cas, la condition de décollement (1.14) s'écrit comme:

$$k_F F_o(E_{10}) = m_g g, \quad (1.20,a)$$

ou

$$F_o(E_{1o}) = m_g g k_F^{-1} . \quad (1.20,b)$$

En tenant compte du fait que $F_o(E_{1o}) \propto E_{1o}^2$, si on détermine numériquement $F_o(E_o)$ pour une valeur quelconque E_o du champ électrique, la force $F_o(E_{1o})$ peut être calculée avec la relation:

$$F_o(E_{1o}) = (E_{1o}/E_o)^2 F_o(E_o) . \quad (1.21)$$

Par conséquent, le champ de décollement E_{1o} a pour expression:

$$E_{1o} = E_o [F_o(E_{1o})/F_o(E_o)]^{1/2} = E_o \{m_g g / [k_F F_o(E_o)]\}^{1/2} . \quad (1.22)$$

ou, en fonction de la force $F^*(E_o)$:

$$E_{1o} = E_o [m_g g / F^*(E_o)]^{1/2} . \quad (1.23)$$

Cette relation est valable pour tous les granules dont la force $F^*(E_o)$ peut être calculée avec CSP ou un autre logiciel d'analyse numérique du champ électrique.

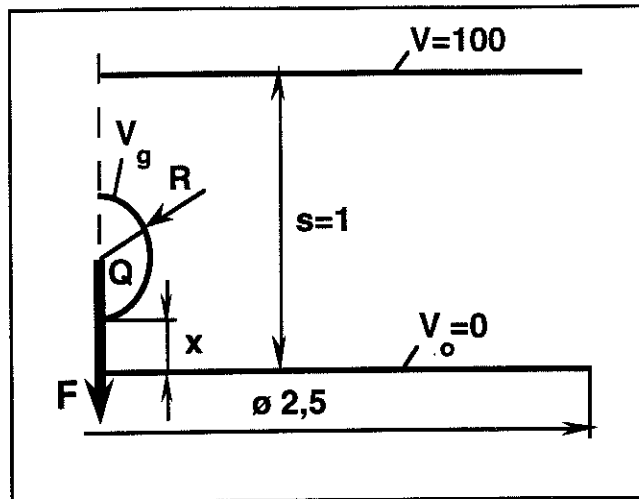
1.2.2. Forces électriques agissant sur un granule conducteur à proximité d'une électrode

La force F qui s'exerce sur un granule ayant la charge Q dans un champ électrique uniforme s'exprime comme:

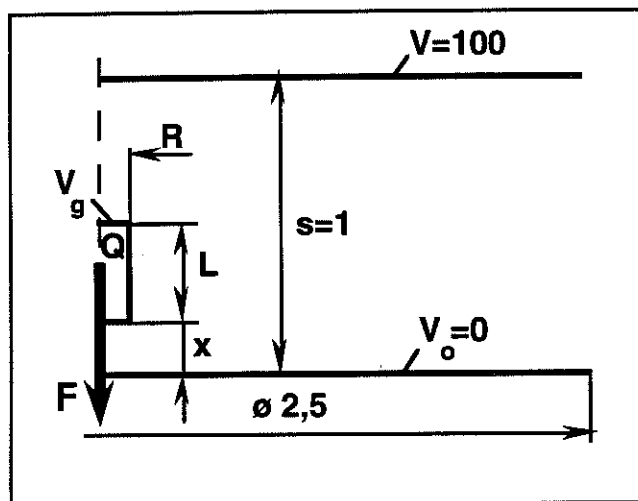
$$F = Q E_o \quad (1.24)$$

Cette formule n'est plus valable à proximité d'une électrode où la force d'image électrique ne peut pas être négligée et où la distribution de la charge électrique sur la surface du granule se modifie.

Le logiciel CSP permet le calcul de la force F d'un granule chargé qui s'approche d'une électrode de même polarité ou de polarité opposée (Fig. 1.13).



a)



b)

Fig. 1.13. Calcul numérique de la force électrique F , exercée dans un champ électrique uniforme E_0 , sur des granules sphériques (a) et cylindriques (b) chargés, à proximité d'une électrode (CSP - symétrie de révolution).

La force de répulsion F entre un granule chargé et une électrode de même polarité croît avec la distance x (Fig. 1.14 et Fig. 1.15) vers une valeur limite qui est égale à celle donnée par la relation (1.24) Cette variation peut être exprimée analytiquement, d'une manière approximative, avec les formules suivantes:

- pour une *sphère*:

$$F/F^* = 1 + 0,21 (x/R) [(x/R) + 0,75]^{-1} \quad (1.25)$$

- pour un *cylindre dressé*:

$$F/F^* = 1 + k_1 (x/R) [(x/R) + k_2]^{-1} \quad (1.26)$$

où k_1 et k_2 sont fonctions de L/R . Par exemple, pour $L/R = 10$, on a: $k_1 = 0,115$ et $k_2 = 4,25$.

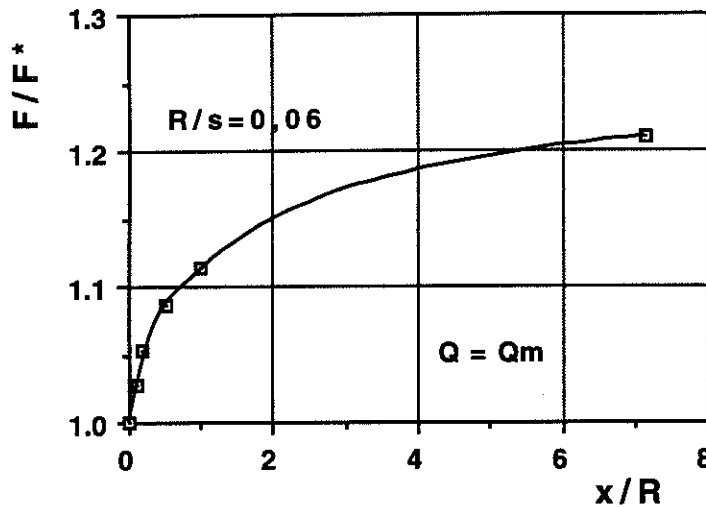


Fig.1.14. Force électrique réduite (F/F^*) exercée sur une sphère conductrice chargée de rayon R , à la distance x/R d'une électrode de même polarité (Q_m et F^* représentent respectivement la charge maximum et la force électrique au moment où le granule est posé sur l'électrode).

Tableau 1.8. Comparaison entre les valeurs de la force réduite (F/F^*) déterminées avec CSP et calculées avec la formule (1.25), pour une sphère conductrice ayant la charge Q_m , à proximité d'une électrode de même polarité, dans un champ électrique uniforme.

x/R	0	0,1	0,2	0,5	1	7,17
F/F^* (CSP)	1	1,026	1,050	1,087	1,106	1,210
F/F^* (analytique)	1	1,024	1,042	1,080	1,110	1,180

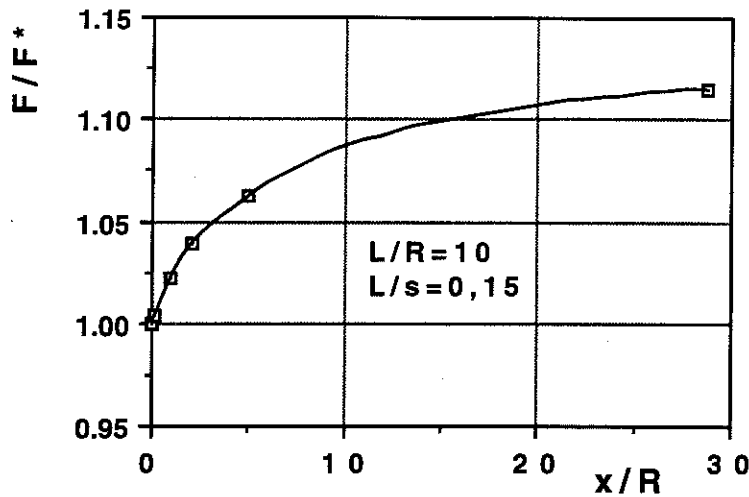


Fig.1.15. Force électrique réduite (F/F^*) exercée sur un cylindre chargé de rayon R et longueur L , à la distance x/R d'une électrode de même polarité (Q_m et F^* représentent respectivement la charge maximum et la force électrique au moment où le granule est posé sur l'électrode).

La précision des formules (1.25) et (1.26) peut être évaluée en examinant le **Tableau 1.8**, pour les sphères, et le **Tableau 1.9**, pour les cylindres.

Tableau 1.9. Comparaison entre les valeurs de la force réduite (F/F^*) déterminées avec **CSP** et calculées avec la formule (1.26), pour un cylindre conducteur ayant la charge Q_m , à proximité d'une électrode, de même polarité, dans un champ électrique uniforme.

x/R	0	0,2	1	2	5	28,33
F/F* (CSP)	1	1,004	1,022	1,039	1,060	1,107
F/F* (analytique)	1	1,005	1,022	1,037	1,062	1,100

La *force d'attraction* entre un granule chargé et une électrode de signe opposé varie beaucoup avec la distance x (**Fig. 1.16** et **Fig. 1.17**) Dans le cas des *sphères* ($R/s = 0,06$) cette variation peut être exprimée analytiquement avec les formules approchées:

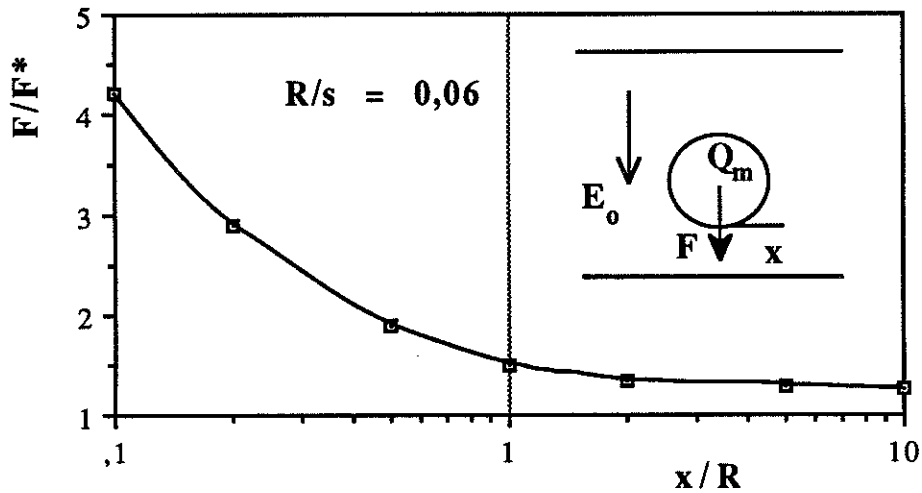
$$F/F^* = 1,5 (x/R)^{-0,5} \quad \text{pour } 0,1 < x/R < 1 \quad (1.27,a)$$

$$F/F^* = 1,2 + 0,3 (x/R)^{-1} \quad \text{pour } x/R > 1 \quad (1.27,b)$$

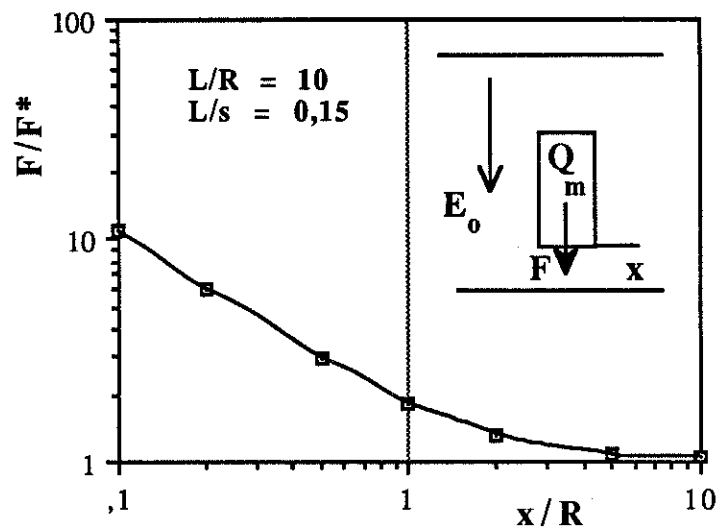
Pour les *cylindres* caractérisés par des rapports $L/R = 10$, $L/s = 0,15$, on trouve:

$$F/F^* = 2,1 (x/R)^{-0,85} \quad \text{pour } 0,1 < x/R < 1 \quad (1.28,a)$$

$$F/F^* = 1,115 + 1,5 (x/R)^{-2} \quad \text{pour } x/R > 1 \quad (1.28,b)$$



a)



b)

Fig.1.16. Force électrique réduite (F/F^*) exercée sur un granule chargé sphérique (a) ou cylindrique (b), de rayon R , à la distance x/R d'une électrode de polarité opposée.

1.2.3. Equations de mouvement

L'étude théorique de la dynamique de granules chargés en champ continu uniforme a été abordée par plusieurs chercheurs [39, 65 - 67]. Dans tous les cas, l'action du champ électrique a été prise en compte par l'intermédiaire de la force de Coulomb:

$$F_C = Q E_0 \quad (1.29)$$

Cette approche peut être acceptée dans les situations où les dimensions des granules sont très inférieures à celles des distances entre électrodes. Dans les conditions de l'étude présente, cette approximation n'est plus acceptable. L'équation des forces agissant sur un granule chargé doit être écrite:

$$F_i = F(Q, E_0, x) \pm F_a - F_g \quad (1.30)$$

où F_i représente la force d'inertie; $F(Q, E_0, x)$ est la force électrique calculée en fonction de la charge Q , du champ électrique E_0 , et de la distance x entre le granule et l'électrode la plus proche (§ 1.2.2); F_a désigne la force aérodynamique; F_g est la force de pesanteur diminuée de la force d'Archimède.

La force d'inertie F_i est donnée par la formule:

$$F_i = W(\rho_s - K\rho) (dv/dt), \quad (1.31)$$

où v : vitesse du granule; K : coefficient de forme [68] (pour les sphères, $K = 0,5$; pour un cylindre se déplaçant perpendiculairement à son axe, $K = 1$; pour un cylindre se déplaçant parallèlement à son axe: $K < 0,2$).

La force aérodynamique F_a s'écrit:

$$F_a = C_d \pi R^2 \rho v_r^2 / 2, \quad (1.32)$$

avec C_d : coefficient fonction de la forme de l'objet et du nombre de Reynolds R_e [69 - 71]:

$$R_e = 2 \rho v_r R / \eta \quad (1.33)$$

(ρ : densité de l'air; η : viscosité dynamique du fluide; $\eta_{\text{air}} = 1,982 \cdot 10^{-5} \text{ kg(ms)}^{-1}$); $v_r(v)$: vitesse relative des granules dans l'air.

Le mouvement d'un granule conducteur entre deux électrodes planes disposées horizontalement est décrite donc par le système d'équations différentielles:

$$dx/dt = v \quad (1.35)$$

$$dv/dt = [F(Q, E_0, x) \pm F_a(v) - F_g] / [W(\rho_s - K\rho)] \quad (1.36)$$

avec le conditions initiales: $x = 0$; $v = 0$. La charge Q a les valeurs $+ Q_m$ ou $- Q_m$ en fonction de la polarité de l'électrode avec laquelle le granule est en contact.

Le *coefficient de rebond* k_e [72], définie comme le quotient de la vitesse après et avant le choc ($0 < k_e < 1$), détermine la valeur de la vitesse initiale pour chaque cycle suivant de va-et-vient entre électrodes. La valeur de k_e décroît comme $v^{-1/4}$ avec la vitesse d'impact v [73]. Elle décroît aussi quand les dimensions des granules augmentent. Cette dépendance est plus faible en cas des vitesses réduites.

1.2.4. Renforcement local du champ électrique dû à un granule chargé s'approchant d'une électrode

Un granule chargé qui s'approche d'une électrode de polarité opposée (Fig. 1.17) détermine *un renforcement local du champ électrique* [74, 75].

Dans le cas des sphères chargées, avec $Q = Q_m$, le champ électrique au point de leur surface qui est le plus proche de l'électrode varie avec la distance x (Fig. 1.18). Si $R/s = 0,05$, cette variation peut s'exprimer avec la formule approchée:

$$E/E_0 = 2,63 (x/R)^{-0,8} \quad \text{pour } 0,001 < x/R < 0,1 \quad (1.37)$$

Le **Tableau 1.10** donne aussi la valeur du potentiel V_g des granules chargés, pour le cas $R/s = 0,06$ et $x/R > 0,1$

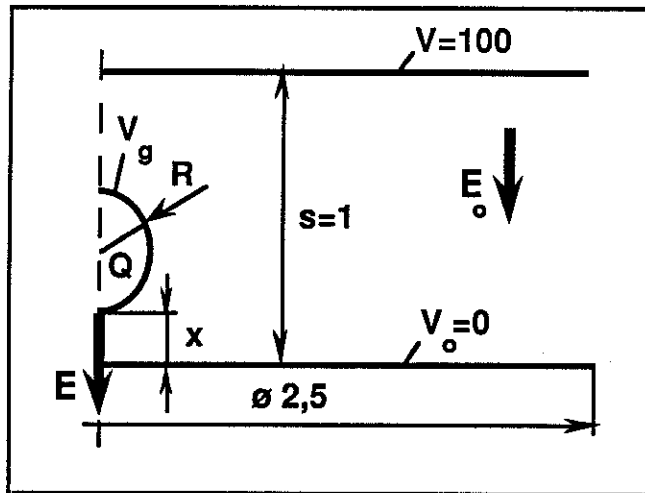


Fig. 1.17. Calcul numérique du renforcement du champ électrique E , produit par un granule chargé, à proximité d'une électrode de polarité opposée (CSP - symétrie de révolution).

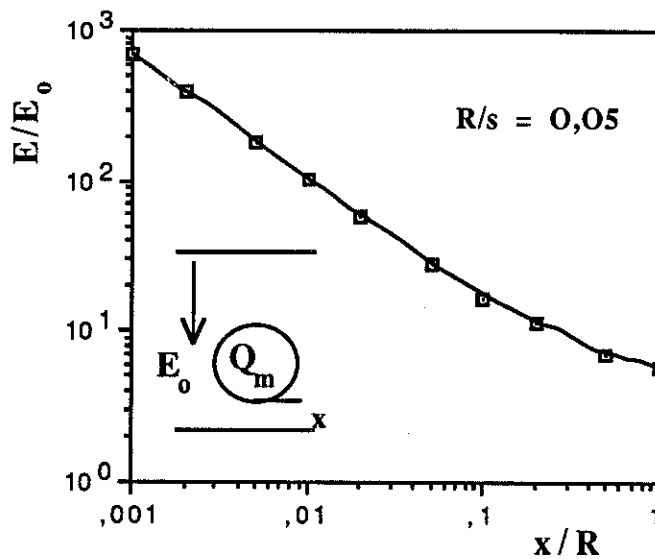


Fig. 1.18. Résultats du calcul numérique du renforcement du champ électrique produit par une sphère chargée de rayon R , à la distance x/R d'une électrode de polarité opposée (Q_m représente la charge maximum au moment où le granule est posé sur une électrode).

On observe que

$$(V_g/x)/E_0 \approx E/E_0 \quad \text{pour } x/R < 0,5. \quad (1.38)$$

Le champ entre le granule et l'électrode est donc quasi-uniforme:

$$E_{moy} = V_g/x \approx E, \quad (1.39)$$

lorsque la distance x est inférieure à $R/2$. Cette observation autorise l'emploi de la loi de Paschen pour évaluer la condition de claquage au moment où un granule sphérique chargé s'approche d'une électrode de polarité opposée.

Tableau 1.10. Potentiel V_g d'un granule sphérique $R/s = 0,06$, ayant la charge Q_m et le renforcement du champ E/E_0 produit par celui-ci.

x/R	V_g/V	$(V_g/x)/E_0$	E/E_0
0,1	0,102	17,00	15,65
0,2	0,117	9,75	10,38
0,5	0,148	4,93	7,40
1	0,190	3,16	5,42
7,2	0,594	1,38	5,06

Les *granules cylindriques chargés* produisent eux-aussi un renforcement de champ très important lorsqu'ils arrivent à proximité d'une électrode de polarité opposée (Fig. 1.19). On trouve, pour un granule à extrémités hémisphériques, caractérisé par un rapport $L/R = 10$ et $L/s = 0,1$:

$$E/E_0 = 13,6 (x/R)^{-0,77} \quad \text{pour } Q = Q_m. \quad (1.40)$$

Avec CSP, on a déterminé aussi les valeurs du potentiel V_g du granule par rapport à l'électrode de polarité opposée. Les données sont présentées sur le **Tableau 1.11** et elles montrent que:

$$(V_g/x)/E_0 \approx E/E_0 \quad (1.41)$$

pour $x/R < 0,5$. La loi de Paschen peut être donc utilisée pour les situations où la distance x entre un tel granule et une électrode plane est inférieure à $1/2$ du rayon R du cylindre.

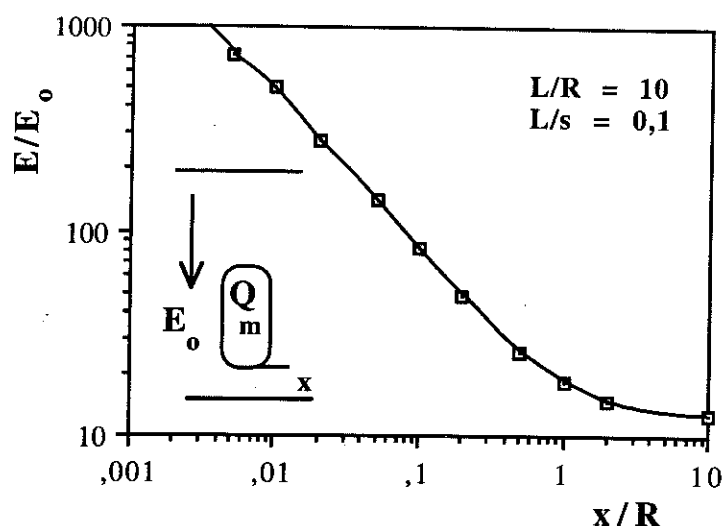


Fig. 1.19. Résultats du calcul numérique du renforcement du champ électrique produit par un cylindre vertical chargé de rayon R et de longueur L , à la distance x/R d'une électrode plane horizontale de polarité opposée (Q_m représente la charge maximum au moment où le granule est posé verticalement sur une électrode).

Tableau 1.11. Potentiel V_g d'un granule cylindrique ($L/R = 10$, $L/s = 0,1$) à extrémités hémisphériques, ayant la charge Q_m , et le renforcement du champ E/E_0 produit par celui-ci.

x/R	V_g/V	$(V_g/x)/E_0$	E/E_0
0,01	0,045	450	474
0,05	0,0675	135	141
0,1	0,0745	74,5	81,6
0,5	0,092	18,4	25,4
1	0,103	10,3	18,2
2	0,119	5,95	14,9

Une comparaison a été faite entre les effets produits par *trois modèles différents de granules cylindriques de même rapport L/R* (Fig. 1.20). Les résultats représentés sur Fig. 1.21 montrent que l'écart entre les caractéristiques des trois modèles se réduit lorsque x/R tend vers 0.

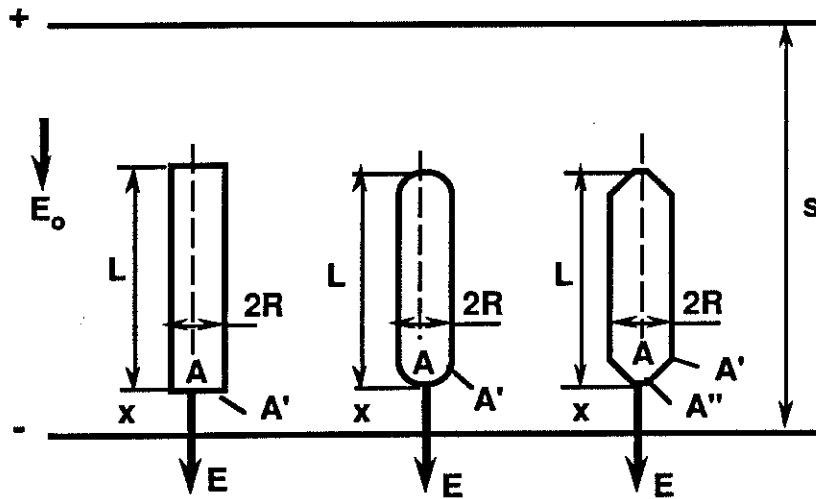


Fig. 1.20. Calcul numérique du renforcement du champ électrique E/E_0 produit par trois modèles de granules cylindriques chargés, à proximité d'une électrode

Les variations de E/E_0 en fonction de la distance granule-électrode peuvent être exprimées avec les formules approchées suivantes, qui sont valables pour $0,1 < x/R < 1$ et qui sont en bon accord avec les résultats publiés par Anis et Srivastava [46]:

$$E/E_0 = 17,5 (x/R)^{-0,84} \quad \text{pour les granules de type I} \quad (1.42)$$

$$E/E_0 = 32,7 (x/R)^{-0,62} \quad \text{pour les granules de type II} \quad (1.43)$$

$$E/E_0 = 23,5 (x/R)^{-0,75} \quad \text{pour les granules de type III} \quad (1.44)$$

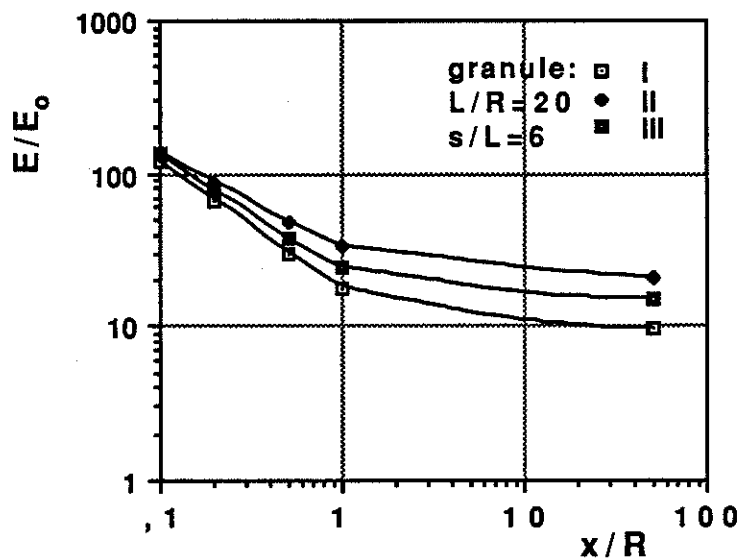


Fig. 1.21. Courbes du renforcement du champ électrique E/E_0 produit par les trois modèles de granules cylindriques présentés sur la Fig. 1.20.

1.3. Claquages dûs à un granule conducteur

En utilisant les résultats des calculs numériques du champ électrique et un critère de claquage dérivé des formules établies par Schumann [76] (§ 1.3.1), on peut déterminer les conditions d'apparition de décharges entre un granule chargé mobile et une électrode de polarité opposée, dans l'air atmosphérique (§ 1.3.2). Ce phénomène joue un rôle important dans le claquage de l'air atmosphérique entre électrodes planes (§ 1.3.3).

1.3.1. Critère de claquage dans l'air atmosphérique

Les *critères de claquage des gaz* ont fait l'objet d'un nombre important d'études [77-83]. Du point de vue pratique, une approche efficace est d'utiliser le critère empirique:

$$\int_0^{\xi^*} \alpha(\xi) d\xi = K, \quad (1.45)$$

où α est le *coefficient effectif d'ionisation*, ξ est la *coordonnée le long d'une ligne de champ électrique* et ξ^* est la *longueur de l'avalanche électronique de taille critique*. Quoique l'expression de α/p en fonction de E/p pour l'air à pression p soit bien définie [84-90], l'application directe de ce critère se heurte à une difficulté essentielle: *on ne connaît pas la valeur de K*.

Schumann [76] a montré que ce piège peut être évité, en faisant appel à la *courbe de Paschen*, exprimée avec les formules:

$$E_0/p = B + [C/\sqrt{pd}] \quad (1.46,a)$$

ou

$$[(E_0/p) - B]^2 pd = C^2 \quad (1.46,b)$$

avec E_0 : champ de claquage; p : pression réduite à 20 °C; d : distance entre les électrodes; B et C : constantes. D'autre part, dans le cas d'un champ électrique uniforme, l'équation (1.45) devient:

$$(\alpha/p) \mathbf{p}d = \mathbf{K} . \quad (1.47)$$

La relation (1.46,b) peut être mise sous une forme similaire:

$$(\mathbf{K}/\mathbf{C}^2)[(\mathbf{E}_o/p) - \mathbf{B}]^2 \mathbf{p}d = \mathbf{K} . \quad (1.48)$$

En comparant les deux dernières relations, on déduit la formule suivante de α/p pour l'air atmosphérique:

$$\alpha/p = (\mathbf{K}/\mathbf{C}^2)[(\mathbf{E}_o/p) - \mathbf{B}]^2 . \quad (1.49)$$

Par conséquent, le *critère de claquage* (1.45) peut s'écrire:

$$\int_0^{\xi^*} [\mathbf{E}(\xi) - \mathbf{p}\mathbf{B}]^2 d\xi = \mathbf{p}\mathbf{C}^2 , \quad (1.50)$$

avec $\mathbf{B} = 2,42 \text{ kV (mm bar)}^{-1}$ et $\mathbf{C} = 2,08 \text{ kV (mm bar)}^{-1/2}$. On a réussi donc à remplacer la constante \mathbf{K} , qui n'était pas connue, par deux constantes, \mathbf{B} et \mathbf{C} , déterminées expérimentalement [91]. Sous cette forme, le critère peut être utilisé pour évaluer les conditions de claquage de l'air atmosphérique entre deux électrodes planes en présence de granules conducteurs.

1.3.2. Micro-décharges entre un granule chargé et une électrode de polarité opposée, dans l'air atmosphérique

CSP permet de calculer la distribution du champ électrique entre une sphère chargée et une électrode de polarité opposée. Cette distribution, comme prévu, est presque uniforme pour $x/R \ll 1$ (Fig. 1.22,a et Fig. 1.23,a). La variation de \mathbf{E}/\mathbf{E}_o en fonction de la coordonnée ξ sur l'axe du système granule-électrode devient importante pour $x/R \geq 1$ (Fig. 1.22,b et Fig. 1.23,b).

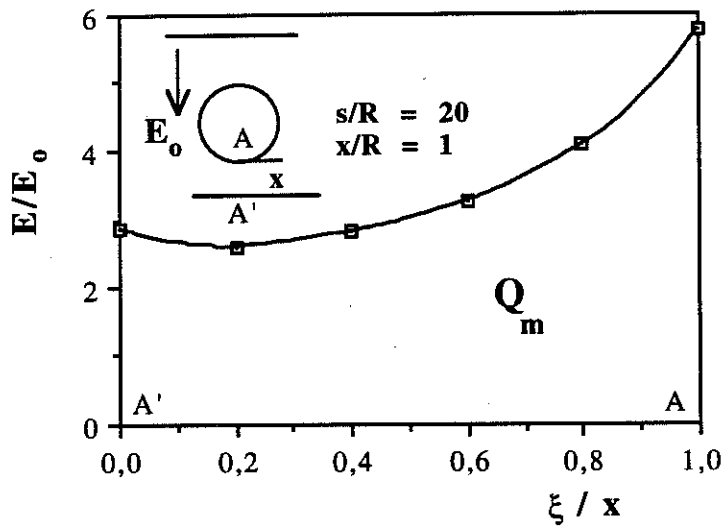
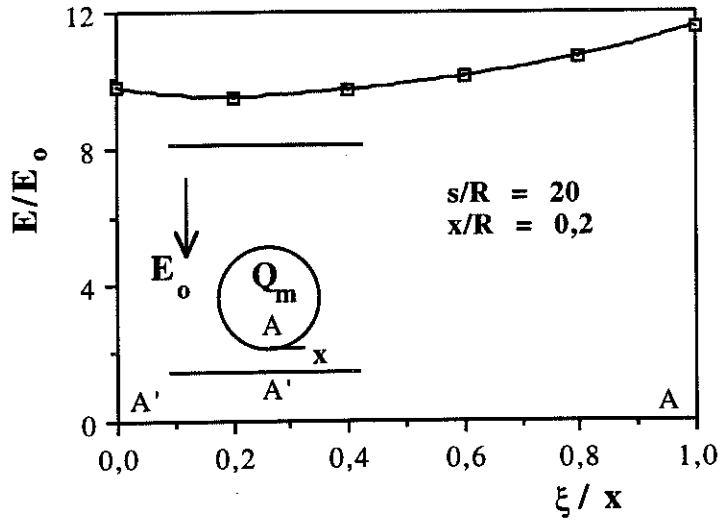
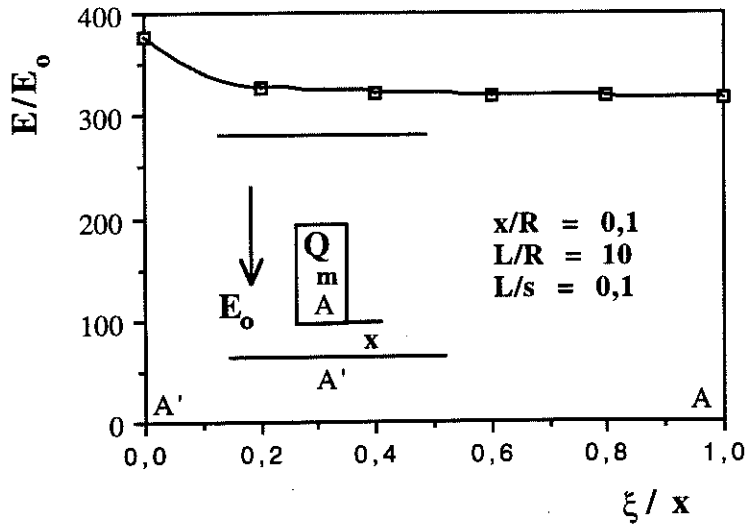
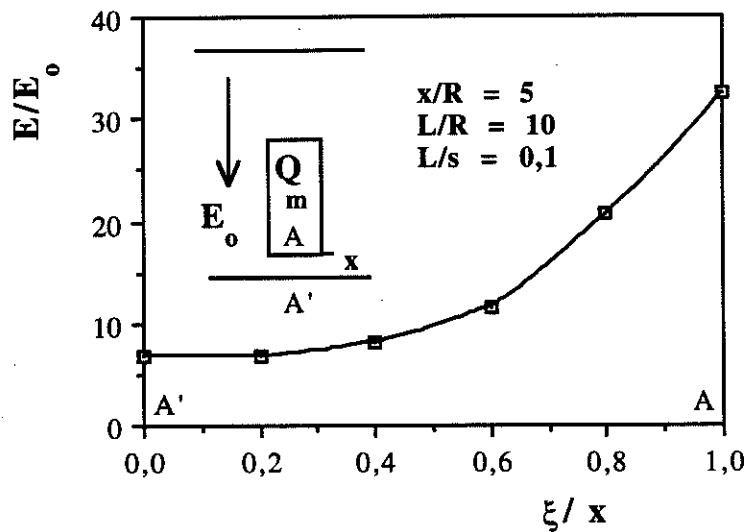


Fig. 1.22. Variation du champ électrique réduit (E/E_0) en fonction de la coordonnée ξ , entre une électrode plane et un granule sphérique de rayon R , situé à la distance: a) $x/R=0,2$; b) $x/R=1$ (Q_m - charge maximale acquise par le granule en contact avec une électrode affectée du champ électrique E_0 , s - distance entre les électrodes planes).



a)



b)

Fig. 1.23. Variation du champ électrique réduit (E/E_0) en fonction de la coordonnée ξ , entre une électrode plane et un granule cylindrique de rayon R et de longueur L , situé à la distance: a) $x/R=0,1$; b) $x/R=5$ (Q_m - charge maximale acquise par le granule en contact avec une électrode affectée du champ électrique E_0 , s - distance entre les électrodes planes).

Un logiciel ("Décharge" - Annexe 1) a été écrit afin d'évaluer la charge critique Q_c qui engendre une décharge entre le granule et une électrode de polarité opposée, située à une distance x , dans un champ E_0 uniforme. (Le même problème a été abordé par Hara et Akazaki [92], mais leur méthode est différente.) Pour des valeurs croissantes discrètes Q_k de la charge, le logiciel effectue le calcul numérique de l'intégrale I_k du membre gauche de l'équation (1.50) et vérifie le critère de claquage. Si Q_k est la première valeur de la charge pour laquelle $I_k > pC^2$, on peut déterminer la valeur Q_c avec la formule:

$$Q_c = Q_{k-1} + (pC^2 - I_{k-1})(Q_k - Q_{k-1}) / (I_k - I_{k-1}) . \quad (1.51)$$

Les courbes $Q_c = f(x)$ pour des sphères $R = 0,5$ mm et pour des cylindres $R = 0,35$ mm, $L = 3,5$ mm sont représentées respectivement sur les figures 1.24 et 1.25.

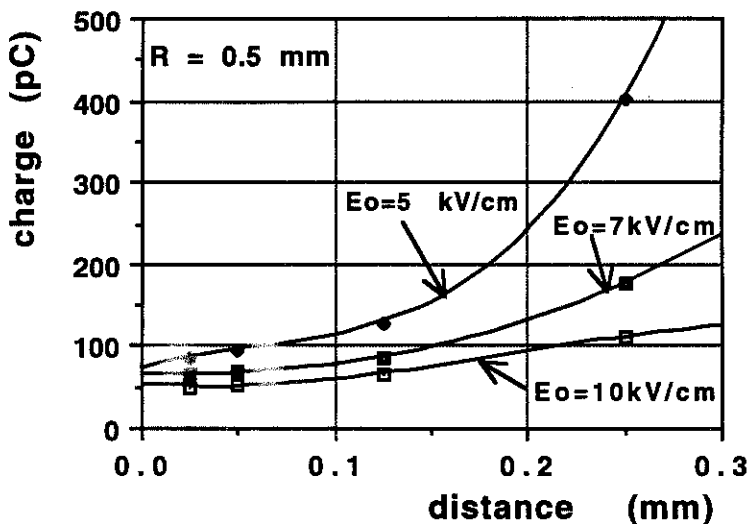


Fig. 1.24. Conditions d'apparition d'une décharge électrique entre des granules sphériques de rayon $R=0,5$ mm et une électrode affectée d'un champ électrique uniforme $E_0 = 5, 7, 10$ kV/cm.

Si on compare les valeurs minimales Q_{cmin} de la charge critique Q_c avec la charge maximale Q_m , on voit bien que les décharges ne se produisent qu'à des valeurs assez importantes du champ E_0 . Par exemple, à $E_0 = 5$ kV/cm, $Q_m \approx 12,5$ pC $<$ $Q_{cmin} \approx 75$ pC, donc les granules peuvent s'approcher de l'électrode de polarité opposée sans déclencher une décharge.

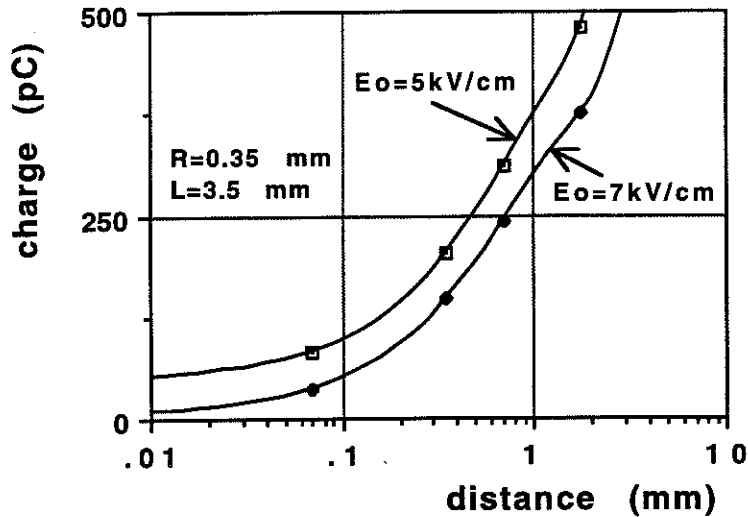


Fig. 1.25. Conditions d'apparition d'une décharge électrique entre des granules cylindriques de rayon $R = 0,35 \text{ mm}$ et de longueur $L = 3,5 \text{ mm}$, et une électrode affectée d'un champ électrique uniforme E_0 .

A $E_0 = 10 \text{ kV/cm}$, $Q_m \approx 50 \text{ pC} > Q_{cmin} \approx 45 \text{ pC}$, ce qui signifie qu'une décharge se produit lorsque le granule arrive à la distance $x = x_{cm}$ qui correspond à la charge critique $Q_c = Q_m$. La variation de x_{cm} en fonction de E_0 peut être examinée, pour des sphères $R = 0,5 \text{ mm}$, sur la Fig. 1.26.

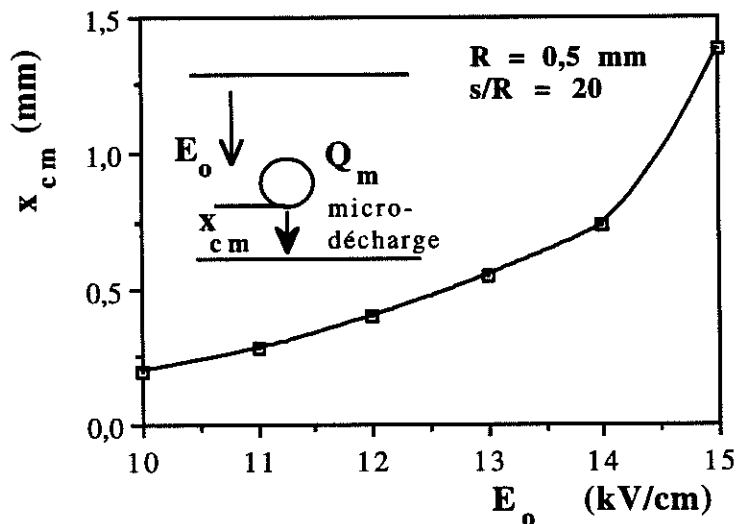


Fig. 1.26. Variation de la distance critique x_{cm} en fonction de E_0 pour des sphères $R = 0,5 \text{ mm}$, ayant la charge maximum Q_m .

Avec CSP, on a calculé aussi la valeur du potentiel V_g d'un granule qui porte la charge critique Q_c et qui se trouve à une distance x d'une électrode affectée par un champ E_0 . Dans le cas d'un cylindre, cette valeur concorde bien avec la tension de claquage en air donnée par la loi de Paschen pour la même distance $x/R < 0,5$ (Fig. 1.27). Ce résultat n'est pas surprenant, puisqu'à $x/R < 0,5$ la distribution du champ électrique entre granule et électrode est quasi-uniforme, donc les conditions de claquage sont similaires à celles entre électrodes planes parallèles, pour lesquelles la loi de Paschen a été établie.

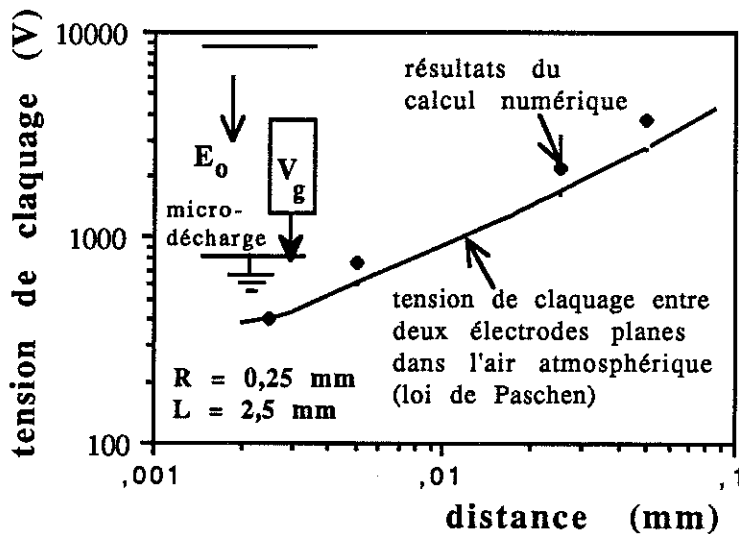


Fig. 1.27. Comparaison entre la tension de claquage donnée par la loi de Paschen et les résultats de l'évaluation numérique du potentiel V_g d'un granule conducteur cylindrique de rayon R et de longueur L au moment d'apparition d'une décharge électrique entre celui-ci et une électrode liée à la terre.

L'étude présentée ci-dessus est fondée sur un modèle statique: le granule est supposé immobile à une distance x de l'électrode. En effet, le granule s'approche de l'électrode à une vitesse de quelques m/s. La géométrie de l'espace entre le granule et l'électrode se modifie donc assez vite. En même temps, la charge du granule étant constante, la différence de potentiel entre celui-ci et l'électrode croît à une vitesse qui peut dépasser 1000 V / 1 ms.

En dépit des hypothèses qui affectent sa précision, le modèle statique n'est pas en contradiction avec les résultats expérimentaux communiqués par Hara et Akazaki [92].

1.3.3. Claquage de l'air atmosphérique entre électrodes planes en présence d'un granule conducteur

Suite à la connexion électrique réalisée par l'intermédiaire d'une micro-décharge, un granule conducteur situé à une distance x d'une électrode est porté au même potentiel que celle-ci. On a constaté au § 1.2.4 que cette situation produit un renforcement local du champ électrique.

CSP rend possible le calcul de la distribution du champ électrique entre le granule et l'autre électrode (Fig. 1.28).

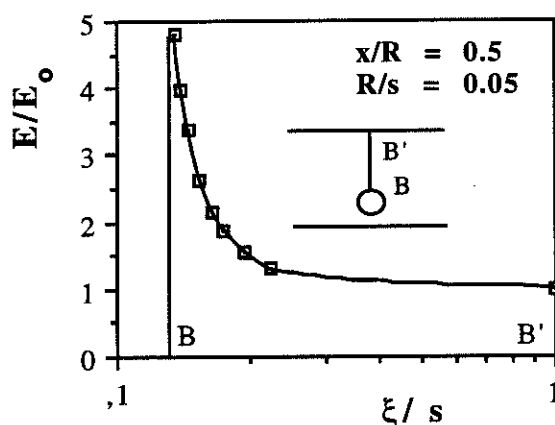


Fig. 1.28. Distribution du champ électrique entre les points B-B' (le granule sphérique de rayon R est au même potentiel que l'électrode inférieure et se trouve à une distance x de celle-ci; s : distance entre électrodes).

Le logiciel "Claquage" a été écrit pour déterminer la valeur critique x_c de la distance x , pour qu'une décharge puisse se produire à l'extrémité du granule dans un champ électrique E_0 . Pour des valeurs discrètes croissantes x_k de la distance x , le logiciel effectue le calcul numérique de l'intégrale I_k du membre gauche de l'équation (1.50) et vérifie le critère de claquage. Si x_k est la première valeur de la distance granule-électrode pour laquelle $I_k > pC^2$, on peut déterminer la valeur critique x_c avec la formule:

$$x_c = x_{k-1} + (pC^2 - I_{k-1})(x_k - x_{k-1}) / (I_k - I_{k-1}) . \quad (1.52)$$

Les courbes $x_c = f(E_0)$ permettent d'évaluer les risques de claquage entre électrodes planes, dans l'air atmosphérique, en présence de granules sphériques (Fig. 1.29) ou cylindriques (Fig. 1.30).

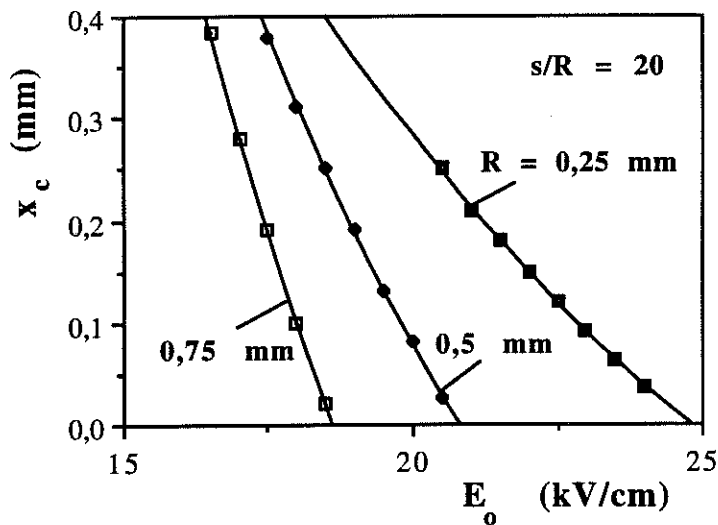


Fig. 1.29. Evaluation numérique des conditions de claquage de l'air, entre deux électrodes planes, en présence des granules sphériques de rayons R divers (s : distance entre électrodes; x_c : distance entre le granule et l'électrode avec laquelle il est en contact électrique; E_0 : intensité du champ électrique uniforme entre les électrodes de diamètre $\Phi = 2,5$ s).

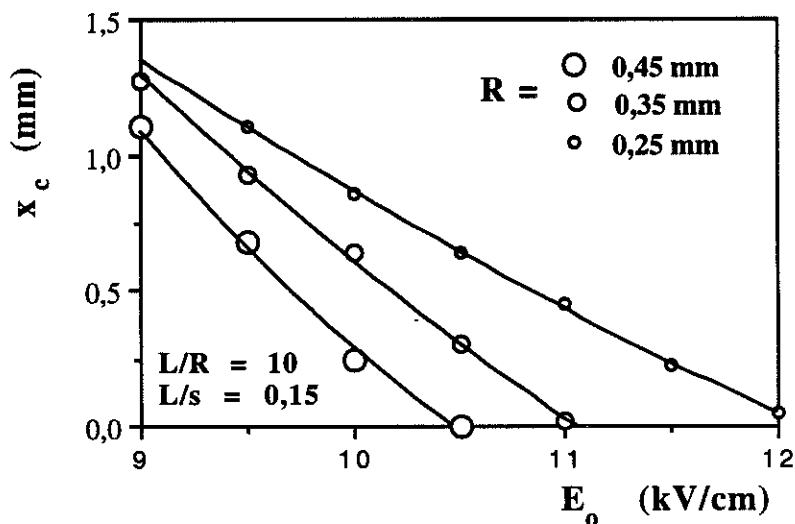


Fig. 1.30. Evaluation numérique des conditions de claquage de l'air, entre deux électrodes planes, situées à une distance s , en présence des granules cylindriques de divers rayons R et de longueur L .

Les champs E_0 auxquels le claquage se produit sont d'autant plus faibles que les distances x_c sont plus grandes. Mais x_c représente la longueur d'une décharge déclenchée lorsqu'un granule chargé s'approche d'une électrode de polarité opposée. La valeur maximale x_{cm} de x_c à chaque E_0 se trouve sur la courbe $x_{cm} = f(E_0)$ déterminée au § 1.3.2. L'intersection de ce diagramme avec la courbe $x_c = f(E_0)$ donnent la *valeur minimale du champ de claquage* $E_0 = E_{cm}$, en présence des granules mobiles. Dans le cas illustré sur la Fig. 1.31, E_{cm} ne représente que $14,5/21 \approx 70 \%$ de la valeur de la rigidité diélectrique en présence d'un granule fixe de même taille.

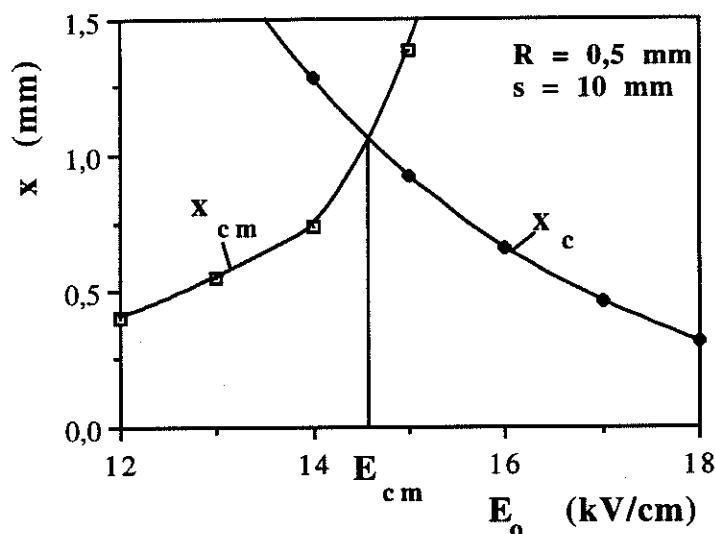


Fig. 1.31. Détermination graphique du champ critique E_{cm} auquel la présence d'un granule sphérique de rayon $R = 0,5$ mm peut engendrer le claquage de l'air atmosphérique entre deux électrodes planes situées à une distance $s = 10$ mm.

L'analyse des conditions de claquage, tout comme l'étude des micro-décharge entre un granule et une électrode, a été effectuée sur un modèle statique: le granule est supposé situé à une distance x de l'électrode et au même potentiel que celle-ci. En effet, lorsque le granule est court-circuité à l'électrode par une micro-décharge, sa charge varie très vite de $Q_s > 0$ à $Q_m < 0$. Par conséquent, le champ électrique à l'extrémité du granule varie brusquement; l'espace d'air entre les électrodes est soumis à une rampe de tension caractérisée par une pente très rapide. En dépit du fait que les calculs sont en bon accord avec les expériences préliminaires, une étude systématique reste encore à faire, afin de valider le modèle proposé.

Conclusions du Chapitre 1

1) La *méthode des éléments de frontière* est un outil de calcul bien adapté pour l'évaluation des charges Q_m et des forces F^* des granules conducteurs de formes variées, posés une électrode affectée d'un champ électrique. Il existe des cas où un granule situé à une distance x d'une électrode se trouve *en contact électrique* avec celle-ci. Il acquiert alors une charge $Q > Q_m$ et il est soumis à une force $F > F^*$.

2) Les granules en contact électrique avec une électrode produisent un *renforcement local du champ*, qui dépend de leur forme et de leurs dimensions. En fonction du champ appliqué E_0 , ces granules peuvent engendrer l'apparition d'une *décharge couronne* ou le *claquage*.

3) Si, pour une valeur E_{10} du champ électrique, la force F^* dépasse la force de la pesanteur, diminuée de la poussée d'Archimède, le granule posé sur une électrode horizontale peut décoller de la surface de celle-ci. La méthode générale proposée pour l'évaluation du *champ de décollement* E_{10} fait appel au calcul numérique de F^* .

4) Les *équations du mouvement d'un granule en champ harmonique* doivent prendre en compte les valeurs de la force électrique F calculées avec des méthodes numériques. Des expressions analytiques approchées ont été établies pour la force réduite F/F^* , ce qui simplifie la solution du problème.

5) Un logiciel ("Décharge") a été écrit pour déterminer la distance critique entre un granule de charge Q_m et une électrode de polarité opposée, au moment où une *décharge* se produit entre les deux objets. A des valeurs élevées du champ appliqué E_0 , l'*auto-décharge* du granule peut se produire même à une grande distance de l'électrode. Ce phénomène dépend beaucoup de la forme du granule.

7) La *présence d'un granule conducteur mobile modifie les conditions de claquage de l'air atmosphérique*. Le logiciel "Claquage", proposé dans cet ouvrage, détermine la valeur critique x_c de la distance x pour qu'une décharge puisse se produire à l'extrémité du granule dans un champ électrique E_0 . Cette valeur dépend du rayon R et du rapport R/L (L : longueur d'un granule cylindrique).

8) En dépit des hypothèses qui affectent leur précision, les *modèles statiques* proposés pour l'analyse numérique des conditions d'apparition des "micro-décharges" et du claquage sont en bon accord avec les résultats expérimentaux obtenus jusqu'à présent.

Chapitre 2

MODELES EXPERIMENTAUX ET MATHEMATIQUES DE CHAMPS ELECTRIQUES MONO-IONISES

*"S'il est précis et réel, le modèle perd en généralité;
s'il cherche à être général et précis, il s'éloigne du réel;
s'il est général et réel, il n'a aucune précision."*

Pierre-Henri Gouyon, chercheur

L'ionisation peut être produite par des mécanismes physiques diverses, mais le champ électrique est toujours décrit par les *équations de Maxwell en régime stationnaire* [93]:

$$\operatorname{div} \vec{J} = 0 \quad (2.1)$$

$$\operatorname{div} \vec{E} = \rho/\epsilon \quad (2.2)$$

$$\vec{E} = - \operatorname{grad} V \quad (2.3)$$

auxquelles s'ajoute la relation suivante:

$$\vec{J} = q k \vec{E} \quad (2.4)$$

où q : densité de la charge d'espace; k : mobilité des ions; ϵ : permittivité du gaz. Ce chapitre présente les solutions de ce système d'équations pour quelques configurations typiques des champs ionisés.

Une pointe connectée à la haute tension face à un plan relié à la terre représente le dispositif le plus simple qui est capable de générer une décharge couronne. Dans le **sous-chapitre 2.1**, on examine les divers systèmes d'électrodes qui dérivent de ce principe.

La plupart des situations qui font l'objet de ce travail sont réductibles à des champs avec symétrie cylindrique ou avec symétrie plane. La première catégorie (**sous-chapitre 2.2**) est modélisée à l'aide de dispositifs de type fil et cylindre coaxiaux, tandis que pour l'étude des champs mono-ionisés plans (**sous-chapitre 2.3**) on utilise des systèmes à trois électrodes, permettant à l'expérimentateur de contrôler indépendamment l'intensité du champ électrique et la densité de la charge d'espace.

2.1. Ionisation par pointes

Les électrodes à pointes ionisantes sont l'élément essentiel de beaucoup d'installation électrostatiques: neutralisateurs de charge, générateurs d'ozone, précipitateurs de poussières, électroséparateurs.

Les modèles les plus simples, présentés au § 2.1.1, comportent une seule pointe ionisante [94]. Les dispositifs industriels sont souvent réalisés avec plusieurs pointes, disposées en ligne ou en matrice (§ 2.1.2). Le calcul du champ électrique entre une pointe à la haute tension et un plan relié à la terre est un problème dont la solution n'est pas évidente (§ 2.1.3).

2.1.1. Dispositifs expérimentaux à une pointe ionisante

La plupart des expérimentations décrites dans cet ouvrage ont été effectuées avec le même type de pointes en acier inoxydable, dont les caractéristiques sont données sur la Fig. 2.1.

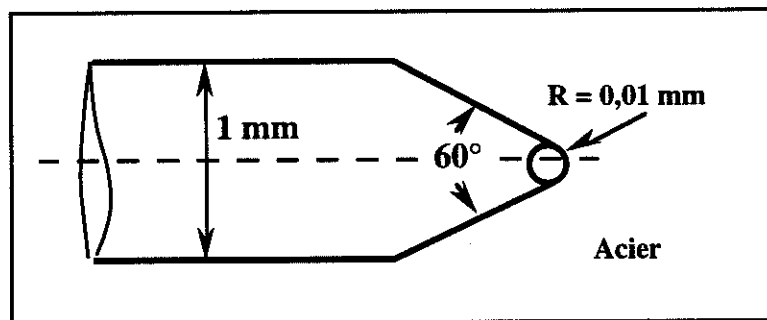


Fig. 2.1. Caractéristiques géométriques des pointes en acier utilisées pour générer des décharges couronne dans les divers dispositifs expérimentaux destinés à l'étude du comportement des granules conducteurs en champ ionisé.

Pour les manipulations préliminaires, on a utilisé un *dispositif à une pointe ionisante* (Fig. 2.2,a)

En changeant les dimensions des supports isolants 3, on a pu modifier la distance s entre la pointe 2 et l'électrode plane reliée à la terre 1. La plaque métallique 5, connectée au même générateur de haute tension que la pointe, a comme effet l'intensification du champ électrique à la surface du plan 1 (Fig. 2.2,b), comme montré par les calculs effectués avec CSP.

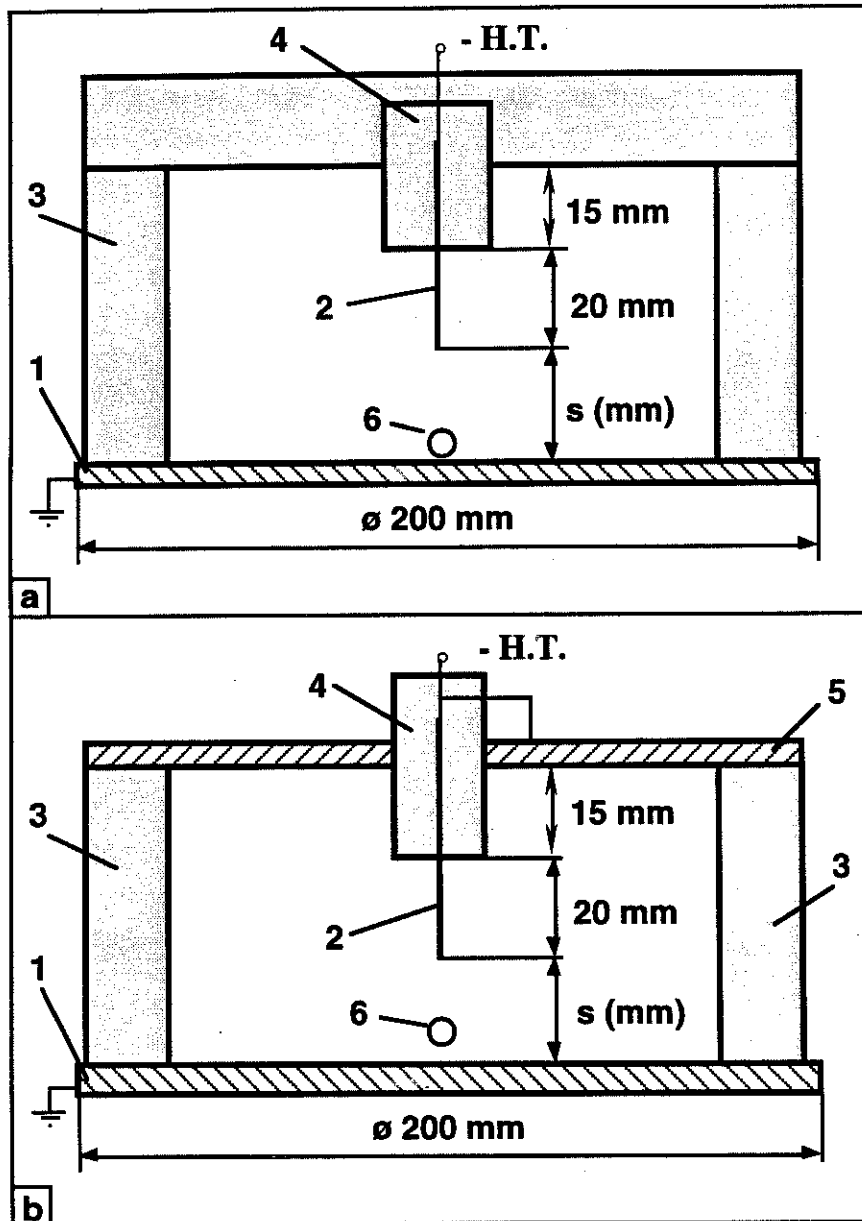
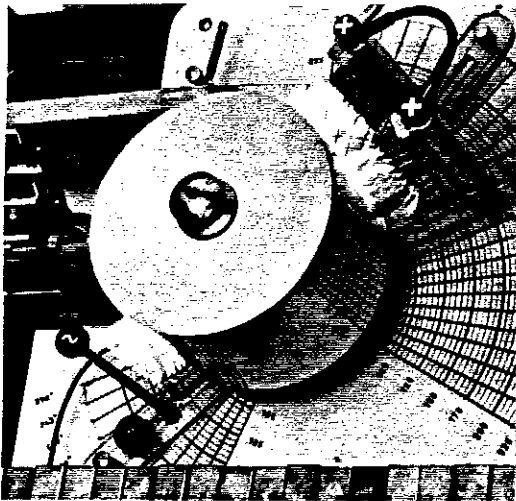


Fig. 2.2. Systèmes d'électrodes pointe-plan: *a*) modèle I; *b*) modèle II; 1 - électrode plane reliée à la terre; 2 - pointe à la haute tension; 3, 4 - supports isolants; 5 - électrode plane à la haute tension; 6 - granule conducteur.

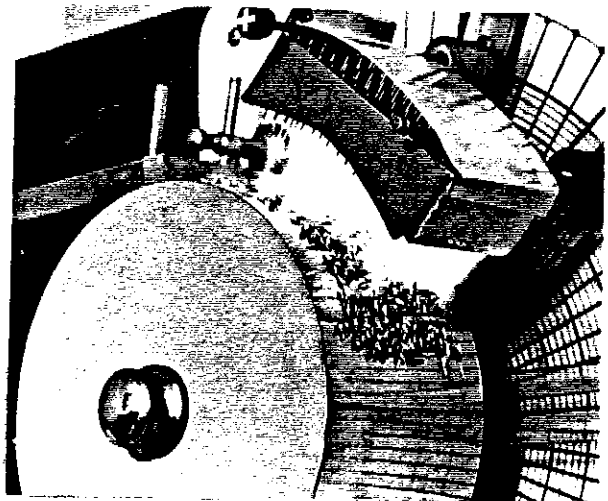
2.1.2. Matrices de pointes ionisantes

Les électrodes ionisantes à utilité industrielle comportent plusieurs pointes disposées *en ligne* (Fig. 2.3,a) ou *en matrice* (Fig. 2.3,b). L'intérêt de ces matrices est que le champ en régime électrostatique (à faible injection ionique) est presque uniforme à la surface de l'électrode plane reliée à la terre.

On a étudié avec CSP la distribution du champ dans le cas d'un dispositif composé de plusieurs lames métalliques parallèles, connectées à la haute tension et disposées perpendiculairement à un plan relié à la terre (Fig. 2.4). C'est un modèle qui s'approche de la structure d'une matrice de pointes.



a)



b)

Fig. 2.3. Electrodes à pointes ionisantes disposées en ligne (a) ou en matrice (b), utilisées dans les séparateurs électrostatiques pour matériaux granulaires.

Le dispositif expérimental réalisé au L.E.M.D. (Fig. 2.5) a une *structure modulaire*, qui permet de construire matrices de dimensions diverses. La distance entre les pointes a été choisie en conformité avec les conclusions d'une étude expérimentale effectuée à l'Université Technique de Cluj-Napoca [95].

En régime couronne, la distribution de la densité de courant sur la surface de l'électrode plane et, par conséquent, celle du champ électrique, ne sont pas uniformes [96-99]. Cet inconvénient ne peut pas être toujours négligé dans les diverses applications de ces dispositifs [15].

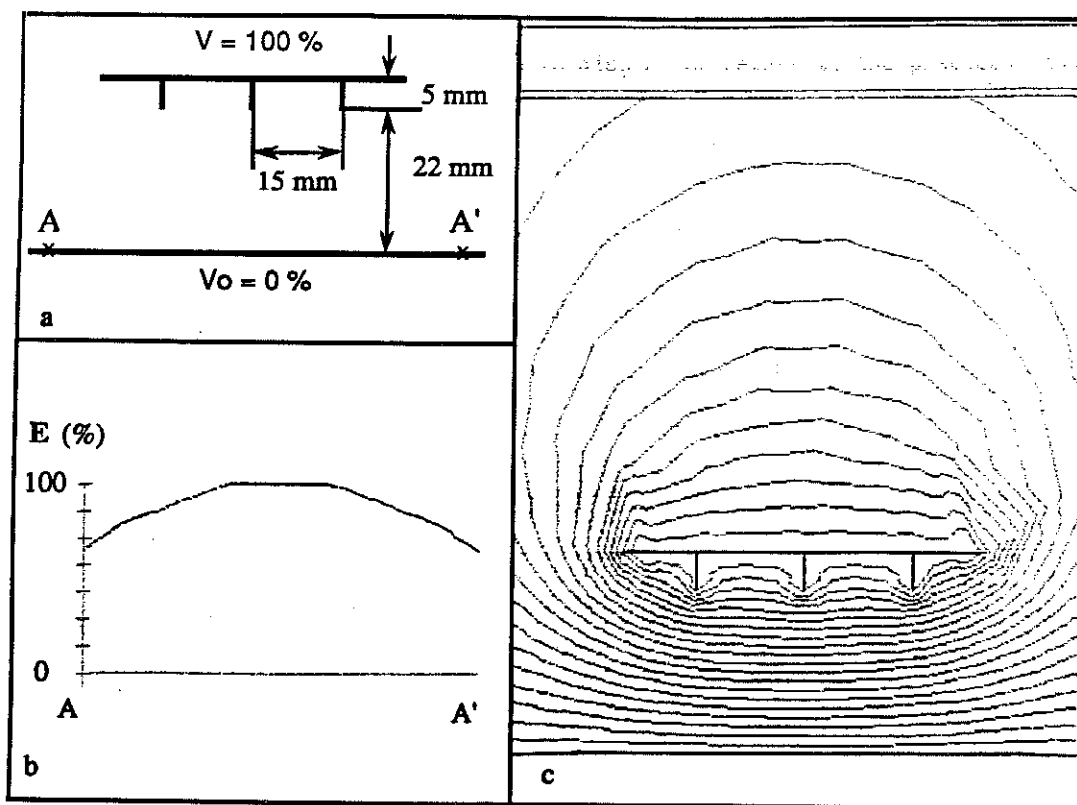


Fig. 2.4. Aspect de la distribution des lignes équipotentielles dans un dispositif qui comporte plusieurs lames métalliques parallèles, connectées à la haute tension et disposées perpendiculairement à un plan relié à la terre.

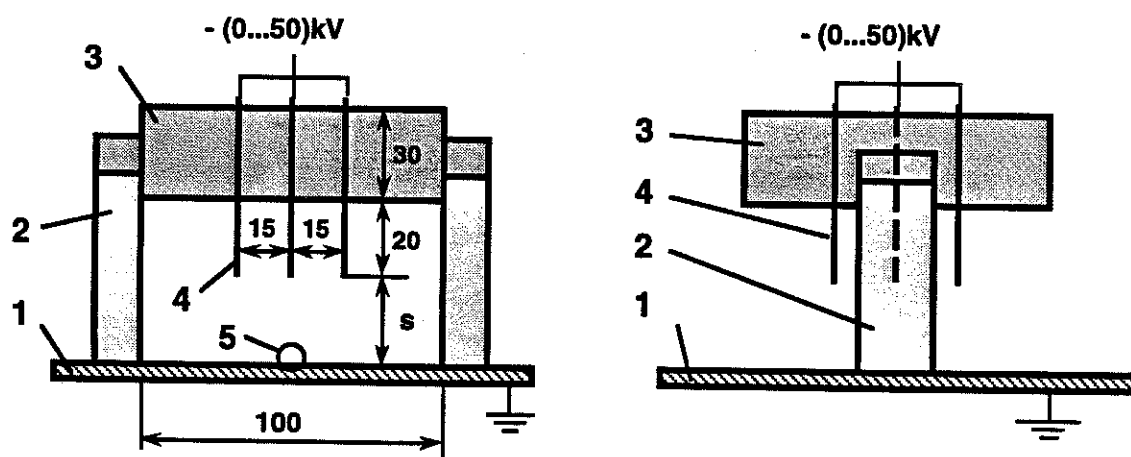


Fig. 2.5. Dispositif à champ électrique mono-ionisé quasi-uniforme, généré entre un réseau de pointes et un plan; 1 - électrode plane reliée à la terre; 2, 3 - supports isolants; 4 - pointe à haute tension (aiguille en acier, $\varnothing 1\ \text{mm}$, rayon de la pointe $10\ \mu\text{m}$); 5 - granule.

2.1.3. Calcul du champ ionisé entre une pointe et un plan

Atten [100] a démontré l'existence et l'unicité de la solution de l'équation des potentiels ionisés dans cette configuration de champ. Il a ensuite proposé une méthode d'itération pour déterminer la répartition de E et de q . Ces calculs montrent que le champ est minimum à une distance de la pointe $r = 0,1 s$, où s est la distance pointe-plan; sur la plaque ce champ vaut 1,5 fois la valeur de ce minimum. A la même distance $r = 0,1 s$, la densité volumique de charge q est égale à 0,5 de ce qu'elle était sur la pointe; sur le plan relié à la terre, q ne représente que 0,1 de cette dernière valeur.

Une approximation qui a été souvent utilisée [101, 102] consiste à assimiler la géométrie pointe - plan à deux sphères concentriques de rayons r_p et s (Fig. 2.6). On trouve pour le champ E et pour la densité de charge q les formules approchées suivantes, qui sont valables à grande distance de la pointe:

$$E \approx [2I/(12 \pi \epsilon r k)]^{1/2} \quad (2.5)$$

$$q \approx [3 \epsilon I/(2 \pi k)]^{1/2} r^{-3/2} \quad (2.6)$$

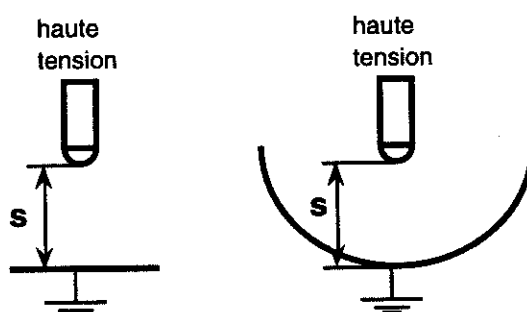


Fig. 2.6. Correspondance entre un dispositif pointe-plan et un système de deux électrodes sphériques concentriques.

Sigmond [103, 104] et Wintle [105-107] ont proposé des algorithmes de calcul permettant une évaluation plus précise des distributions de E et de q . Une étude pertinente portant sur les diverses méthodes utilisées pour l'analyse des champs électriques à charge d'espace vient de paraître [108]. La complexité élevée des modèles mathématiques [109-111] les rend inutilisables, à cette étape, pour l'étude du comportement des granules conducteurs en champs ionisés.

2.2. Champ électrique cylindrique

Les dispositifs de type *fil et cylindre coaxiaux* (§ 2.2.1) sont représentatifs d'un groupe important d'applications industrielles: précipitateurs, générateurs d'ozone, etc. Ces systèmes d'électrodes ont un avantage important: l'expérimentateur peut calculer le champ électrique modifié par la charge d'espace en utilisant les valeurs mesurées du courant (§ 2.2.2). Cette particularité facilite l'interprétation des résultats expérimentaux, ainsi que les simulations numériques.

2.2.1. Dispositifs expérimentaux de type fil et cylindre coaxiaux

Deux dispositifs expérimentaux (Fig. 2.7 et Fig. 2.8) ont été utilisés pour l'étude du comportement des granules dans des champs ionisés à symétrie cylindrique.

Le premier a une structure plus simple et robuste. L'électrode centrale du deuxième dispositif est plus fine, donc plus fragile, mais la tension d'amorçage de la décharge couronne est bien moins élevée.

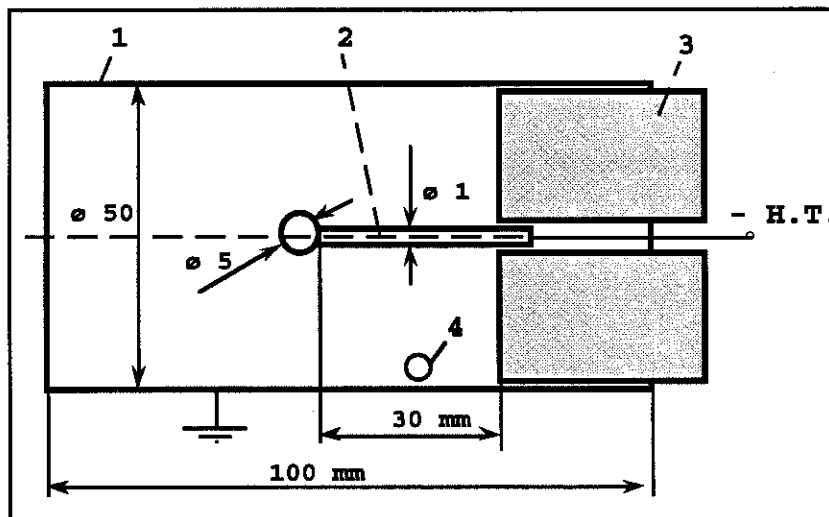


Fig. 2.7. Système d'électrodes fil-cylindre coaxiaux (modèle 1); 1: cylindre en cuivre; 2: fil en acier avec une sphère métallique à l'extrémité, pour limiter l'effet de bord; 3: support isolant; 4: granule.

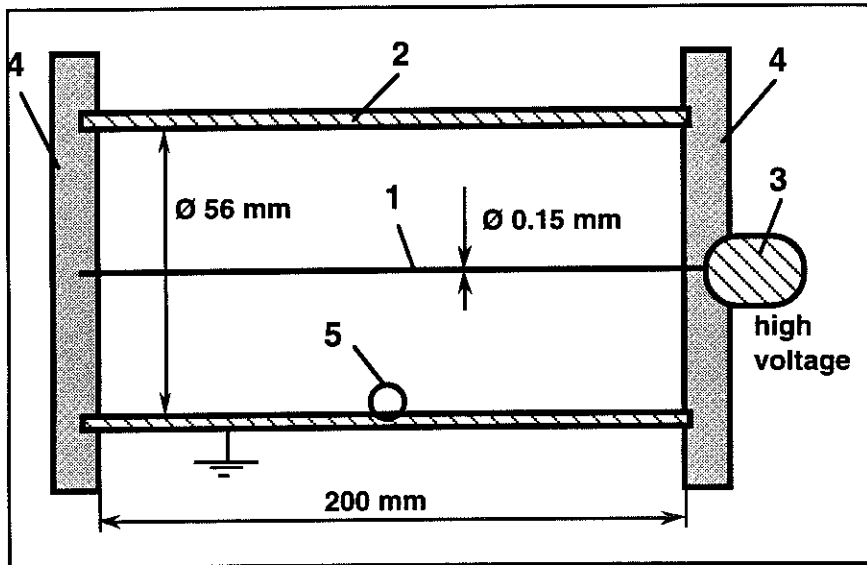


Fig. 2.8 Système d'électrodes de type fil et cylindre coaxiaux (modèle 2); 1: fil en acier inoxydable; 2: cylindre en acier inoxydable; 3: connexion à haute tension; 4: support isolant; 5: granule.

2.2.2. Calcul du champ électrique cylindrique modifié par une charge d'espace

En coordonnées cylindriques, l'équation (2.2) s'écrit:

$$(1/r) d(rE)/dr = q/\epsilon \quad (2.7)$$

Le courant traversant le dispositif fil-cylindre est:

$$I = 2 \pi r l J = 2 \pi r l k q E \quad (2.8)$$

où l : longueur du fil. On peut éliminer q entre les équations (2.7) et (2.8):

$$(1/r) d(rE)/dr = I/(2 \pi \epsilon r l k E), \quad (2.9)$$

d'où:

$$(\mathbf{rE}) d(\mathbf{rE}) = [I/(2 \pi \epsilon l k)] r dr . \quad (2.10)$$

En integrant cette dernière relation, on trouve:

$$(\mathbf{rE})^2 = [I/(2 \pi \epsilon l k)] r^2 + C . \quad (2.11)$$

La constante C peut être déterminée avec la condition $\mathbf{E} = \mathbf{E}_m$ pour $r = r_f$ (rayon du fil). Alors:

$$(\mathbf{rE})^2 - (\mathbf{r}_f \mathbf{E}_m)^2 = [I/(2 \pi \epsilon l k)] (r^2 - r_f^2) \quad (2.12)$$

et, lorsque $r \gg r_f$:

$$\mathbf{E} \approx [I/(2 \pi \epsilon l k)]^{1/2} . \quad (2.13)$$

On voit que *le champ électrique ne dépend pas de la coordonnée radiale r ; sa distribution entre les deux électrodes est donc uniforme.*

La densité de la charge d'espace peut s'exprimer avec la formule:

$$\mathbf{q} = I/(2 \pi r l k E) \approx [\epsilon I/(2\pi l k)]^{1/2} r^{-1} . \quad (2.14)$$

Elle varie donc le long du rayon r .

Dans le cas du dispositif montré sur la Fig. 2.8, à un courant mesuré $I = 2,2$ mA, avec $k = 2 \cdot 10^{-4}$ m²/(Vs), le champ est $\mathbf{E} \approx 10^6$ V/m et la densité de la charge d'espace à la surface de l'électrode extérieure ($r = 28$ mm) vaut $\mathbf{q} \approx 3 \cdot 10^{-4}$ C/m³.

Des méthodes numériques ont été proposées pour l'analyse du champ électrique entre deux cylindres coaxiaux, en présence de charge d'espace [114]. On trouve aussi dans la littérature [115-119] les solutions numériques de quelques problèmes approchés: fil en face d'un plan ou fil entre deux plans. Malheureusement, chaque résultat est valable pour une géométrie donnée et il n'y a pas encore des logiciels capables de solutionner d'une manière générale le problème du champ mono-ionisé dans un système d'électrodes fil et cylindre coaxiaux.

2.3. Champ électrique plan

Les matrices de pointes présentées au § 2.1.2 génèrent des champs électriques quasi-plans, similaire à ceux produits par certaines configurations d'électrodes employées dans la pratique industrielle. L'intensité du champ électrique et la densité de la charge d'espace dans ces dispositifs sont fonction de la tension appliquée entre électrodes [120]. Du point de vue de l'étude expérimentale envisagée ici, l'impossibilité de modifier indépendamment ces deux paramètres est un inconvénient majeur.

Les dispositifs présentés dans le § 2.3.1 éliminent cet inconvénient, en utilisant trois électrodes et deux sources de haute tension. La présence de la charge d'espace modifie sensiblement la distribution du champ (§ 2.3.2) et peut influencer le comportement des granules.

2.3.1. Dispositifs expérimentaux à trois électrodes

Les études expérimentales ont montré qu'à la même tension chaque type d'électrode ionisante produit des effets couronne différents [121, 122]. Dans ces conditions, les dispositifs comme ceux décrits au § 2.1.2 ne permettent que l'étude des systèmes d'électrodes industrielles qui ont le même modèle de pointes, donc des caractéristiques $I = f(V)$ similaires.

Un système à trois électrodes (Fig. 2.9), alimentées par deux sources de haute tension, peut assurer, en principe, la modélisation des divers types d'injecteurs de charge, à l'aide d'un seul dispositif expérimental. L'électrode ionisante comporte 5 lignes à 6 pointes, connectées au même potentiel, positif ou négatif, par rapport à l'électrode médiane du système. Celle-ci est une grille métallique, reliée à la terre, tandis que la troisième électrode est une plaque d'acier inoxydable, connectée à un générateur de haute tension, dont la polarité est opposée à celle de la source d'alimentation de l'électrode ionisante.

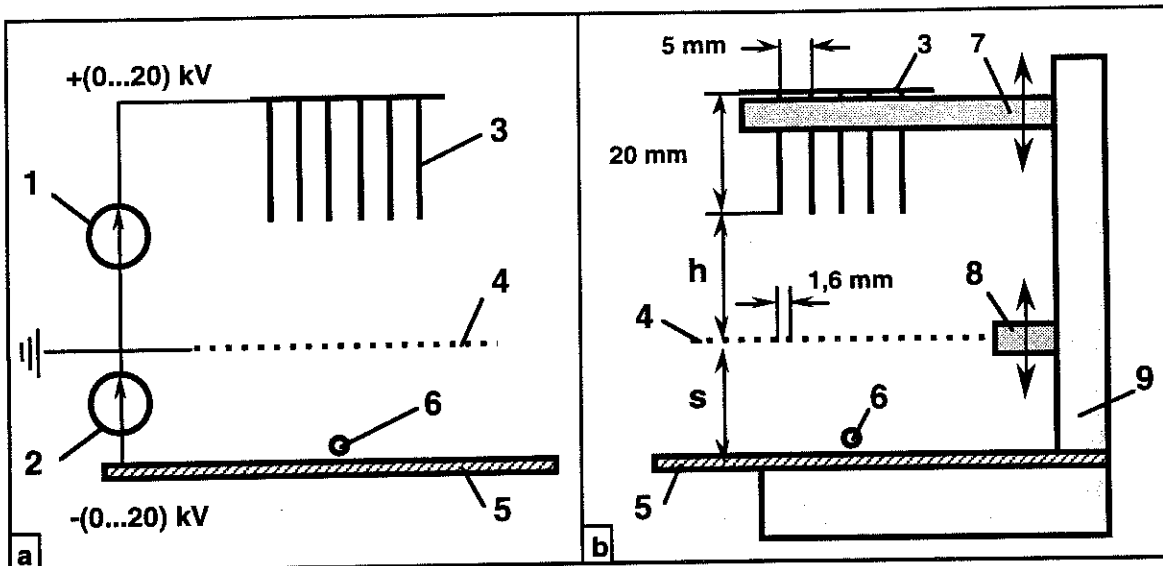


Fig. 2.9. Dispositif expérimental pour l'étude du décollement des granules conducteurs, dans un champ ionisé; **a**: connexions électriques; **b**: réglages mécaniques; 1: source de haute tension continue (0 à 20 kV, polarité réversible); 2: source de haute tension continue (0 à 20 kV, polarité réversible); 3: électrode ionisante à 6 x 5 aiguilles \varnothing 1 mm, rayon de la pointe 3 μ m; 4: électrode grille (fil en acier, \varnothing 0,25 mm); 5: électrode plane; 6: granule conducteur; 7: support isolant, pour le déplacement vertical de l'électrode couronne; 8: support isolant, pour le déplacement vertical de l'électrode grille; 9: support isolant général (**h**: distance entre l'électrode couronne et l'électrode grille, **s**: distance entre l'électrode plane et l'électrode grille).

Une source de haute tension V_c contrôle donc l'ionisation qui se produit entre l'électrode supérieure et la grille reliée à la terre (Fig. 2.10). La deuxième source fournit la tension continue V_f entre l'électrode plane et la grille; elle détermine l'intensité du champ électrique qui produit le décollement des granules. Les polarités de ces deux générateurs sont opposées (et réversibles). Par conséquent, une partie des électrons ou des ions produite par l'électrode ionisante traverse la grille et est collectée par l'électrode plane inférieure. C'est pourquoi le courant mesuré avec un micro-ampèremètre connecté entre la grille et la terre se réduit lorsqu'on applique une tension V_f aux bornes de la section inférieure du dispositif (Fig. 2.10 et Tableau 3.2).

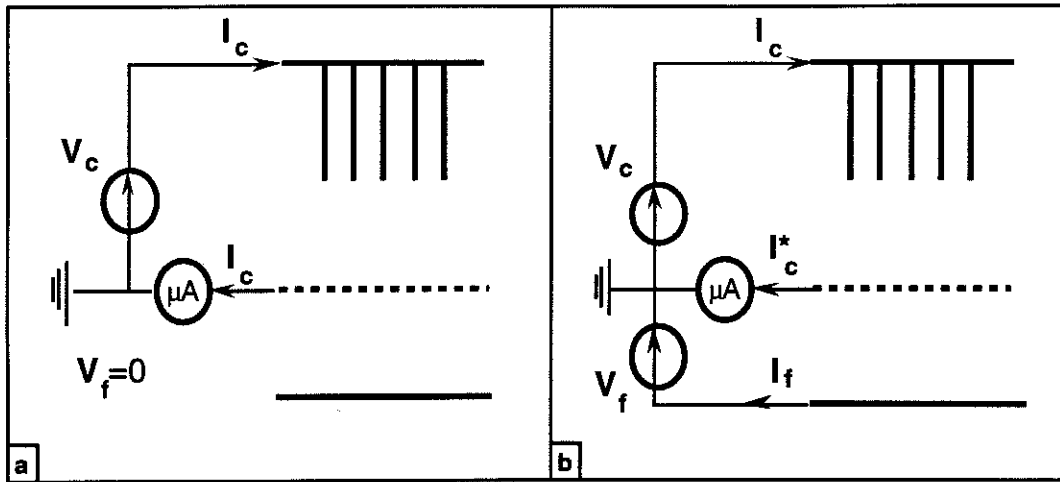


Fig. 2.10. Schéma de mesure du courant collecté par la grille reliée à la terre; **a** - avec l'électrode plane au potentiel zéro ($V_f = 0$); **b** - avec l'électrode plane connectée à un potentiel de polarité opposée par rapport à l'électrode couronne. (Les polarités des générateurs à haute tension sont réversibles.)

Le courant I_f à travers la section inférieure du dispositif, à une tension donnée V_f^* entre la grille et la plaque, peut être calculé avec la formule:

$$I_f = I_c - I_c^* \quad (2.15)$$

où I_c et I_c^* sont respectivement les valeurs mesurées à $V_f = 0$ et à $V_f = V_f^*$. En supposant que le courant I_f est distribué uniformément sur une superficie A_f de l'électrode plaque, on peut définir une densité de courant $J_f = I_f/A_f$. Le champ électrique moyen E_f entre l'électrode plane et la grille est donné par l'expression: $E_f = V_f/s$. Par conséquent, la densité de la charge d'espace q entre l'électrode plane et la grille peut être évaluée comme ordre de grandeur avec la relation:

$$q = J_f/(k E_f) = (I_f/A_f)/[k (V_f/s)] \quad (2.16)$$

où k est la mobilité des ions. Par exemple, à un courant $I_f = 15 \mu A$ et à une tension $V_f = 7,5 \text{ kV}$, si $A_f = 5 \text{ cm}^2$, $s = 15 \text{ mm}$ et $k = 2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/(\text{Vs})$, la densité de la charge d'espace dans la section inférieure du dispositif est $q = 3 \cdot 10^{-4} \text{ C/m}^3$. Cette valeur est représentative de la densité de charge dans un séparateur électrostatique (**chapitre 6**).

Tableau 2.1. Courants à travers les deux sections du dispositif expérimental montré dans **Fig. 2.9**, quand la distance entre l'électrode couronne et la grille est $s = 15$ mm, et la valeur absolue de la tension entre l'électrode plane et la grille est $V_f = 7,5$ kV (schéma de mesure donné sur la **Fig. 2.10**; les indices supérieurs (-) et (+) se rapportent à la polarité de l'électrode couronne).

V_c (kV)	16,5	7	8	9	10,5	12,5
$I_c^{(-)}$ (μA)	2,5	6,3	18	26	40	70
$I_c^{*(-)}$ (μA)	1,5	3,7	11,5	15	25	50
$I_f^{(-)}$ (μA)	1	2,6	6,5	9	15	20
$I_c^{(+)}$ (μA)	-	2,2	8	15	35	100
$I_c^{*(+)}$ (μA)	-	1,2	5	10	25	80
$I_f^{(+)}$ (μA)	-	1	3	5	10	20

L'étude des mouvements des granules est beaucoup plus facile si on utilise le système d'électrodes montré sur la **Fig. 2.11**. Cette configuration oblige les sphères à rouler sous l'action du vent électrique et l'observation du décollement devient possible.

Le contrôle de la densité de la charge d'espace se fait d'une manière similaire au dispositif présenté dans le **paragraphe 3.4.2**. La tension appliquée entre l'électrode couronne et la grille détermine l'intensité de l'injection ionique (**Tableau 2.2**).

En tenant compte que les électrodes sont quasi-planes ("calottes sphériques" à grands rayons), la formule (2.16) reste valable. Par exemple, à un courant $I_f = 22,5 \mu A$ et à une tension $V_f = 7,5$ kV, si $A_f = 7,5 \text{ cm}^2$, $s = 15$ mm et $k = 2 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/(\text{Vs})$, la densité de la charge d'espace dans la section inférieure du dispositif est $q = 3 \cdot 10^{-4} \text{ C/m}^3$. On a donc la possibilité de simuler les conditions de fonctionnement des précipitateurs ou des séparateurs électrostatiques caractérisés typiquement par des densités de la charge d'espace comprises entre 0 et $5 \cdot 10^{-4} \text{ C/m}^3$.

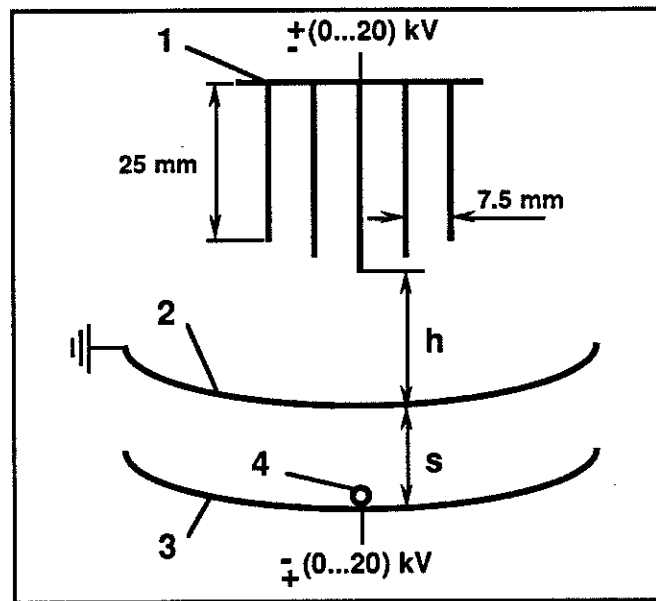


Fig. 2.11. Représentation schématique du dispositif expérimental pour l'étude du décollement des granules conducteurs, dans un champ électrique quasi-uniforme à charge d'espace; 1 - électrode couronne à 5 x 5 aiguilles \varnothing 1 mm, rayon de la pointe 3 μ m; 2 - électrode grille (fil en acier, \varnothing 0,25 mm), reliée à la terre; 3 - électrode "calotte sphérique"; 4 - granule conducteur (h - distance entre l'électrode couronne et l'électrode grille, s - distance entre l'électrode "calotte sphérique" et l'électrode grille).

Tableau 2.2. Courants à travers les deux sections du dispositif expérimental montré dans Fig. 2.11, quand la distance entre l'électrode couronne et la grille est $s = 15$ mm, et la valeur absolue de la tension entre l'électrode "calotte sphérique" et la grille est $V_f = 7,5$ kV (Le schéma de mesure est similaire à ce donné sur la Fig. 2.10; les indices supérieurs (-) et (+) se rapportent à la polarité de l'électrode couronne).

V_c (kV)	5	5,5	6,5	7,5	8,5	9,5	11	13
$I_c^{(-)}$ (μ A)	3	10,8	23,7	39,3	60	80	120	200
$I_c^{*(-)}$ (μ A)	1	4,5	15,0	25,3	42	57,5	90	160
$I_f^{(-)}$ (μ A)	2	6,3	8,7	14,0	18	22,5	30	40
$I_c^{(+)}$ (μ A)	-	2,4	5,8	16,4	29,8	45	83,5	140
$I_c^{*(+)}$ (μ A)	-	0,9	2,9	10,1	19,5	30	60	110
$I_f^{(+)}$ (μ A)	-	1,5	2,9	6,3	10,3	15	23,5	30

2.3.2. Calcul du champ électrique plan modifié par une charge d'espace

Dans le cas du champ électrique entre deux électrodes planes [120], l'équation (2.2) a la forme particulière:

$$\varepsilon \delta E / \delta x = q \quad . \quad (2.17)$$

Si on multiplie les deux membres de cette équation par E et on prend en compte la relation (2.4), on trouve:

$$\varepsilon E \delta E / \delta x = qE = J/k \quad . \quad (2.18)$$

En intégrant l'équation (2.18) dans l'hypothèse que la mobilité k ne varie pas avec E , on obtient:

$$\varepsilon E^2 / 2 = (J/k)x + C \quad . \quad (2.19)$$

La constante C peut être déterminée avec l'hypothèse dite de Kaptzov [123]: le champ E_c , qui existe à la surface de l'électrode ionisante ($x = 0$) dès l'apparition de l'effet couronne et que l'on appelle le champ disruptif, reste ensuite constant quel que soit le potentiel $V > V_c$ appliqué à cette électrode ou la valeur du courant (V_c : potentiel minimum d'ionisation):

$$C = \varepsilon E_c^2 / 2 \quad . \quad (2.20)$$

Avec le changement de variable $x = s - \xi$, qui situe l'origine de l'espace sur l'électrode collectrice, le champ E s'exprime donc comme:

$$E = [2J(s - \xi) / (\varepsilon k) + E_c^2]^{1/2} \quad . \quad (2.21)$$

Si l'injection ionique était très forte, la charge d'espace peut réduire le champ sur l'électrode ionisante, qui devient:

$$E_c = 0 \quad . \quad (2.22)$$

Dans cette hypothèse, qui n'est pas plausible dans l'air, le champ vaut:

$$\mathbf{E} = [2\mathbf{J}(s - \xi)/(\epsilon \mathbf{k})]^{1/2} = [2\mathbf{J}/(\epsilon \mathbf{k})]^{1/2} (s - \xi)^{1/2} . \quad (2.23)$$

En utilisant cette relation, on peut exprimer le potentiel de la pointe comme:

$$V_c = \int_0^s \mathbf{E} d\xi = (2/3) [2\mathbf{J}/(\epsilon \mathbf{k})]^{1/2} s^{3/2} \quad (2.24)$$

Si on fait une comparaison entre le champ moyen donné par la formule:

$$\mathbf{E}_o = \mathbf{V}/s = (2/3) [2\mathbf{J} s/(\epsilon \mathbf{k})]^{1/2} . \quad (2.25)$$

et le champ à la surface de l'électrode non-ionisante ($\xi = 0$):

$$\mathbf{E} = [2\mathbf{J} s/(\epsilon \mathbf{k})]^{1/2} , \quad (2.26)$$

on voit que ce dernier est 1,5 fois plus important: $\mathbf{E} = (3/2) \mathbf{E}_o$. Dans l'air, le rapport $k_E = \mathbf{E}/\mathbf{E}_o$ est bien inférieur à 1,5:

$$1 < \mathbf{E}/\mathbf{E}_o \ll 1,5 \quad (2.27)$$

De toute façon, la charge d'espace intensifie d'un facteur k_E le champ électrique sur l'électrode non-ionisante (collectrice).

Dans la même hypothèse ($\mathbf{E}_c = 0$), la densité de la charge d'espace s'écrit comme:

$$\mathbf{q} = \mathbf{J}/(k\mathbf{E}) = [\epsilon \mathbf{J}/(2k)]^{1/2} (s - \xi)^{-1/2} . \quad (2.28)$$

Si on définit $\mathbf{q}_o = \mathbf{J}/(k\mathbf{E}_o)$, où \mathbf{E}_o est donné par la relation (2.25), la densité de la charge d'espace peut s'exprimer avec la formule:

$$\mathbf{q} = (2/3) \mathbf{q}_o [1 - (\xi/s)]^{-1/2} \quad (2.29)$$

et elle a une valeur minimale sur l'électrode collectrice ($\xi = 0$):

$$\mathbf{q} = (2/3) \mathbf{q}_o . \quad (2.30)$$

Chapitre 3

GRANULES CONDUCTEURS EN CONTACT AVEC UNE ELECTRODE AFECTEE D'UN CHAMP MONO-IONISE

*"My father advised me to sit every few months in
my reading chair for an entire evening, close my eyes, and try to
think of new problems to solve.
I took this advice very seriously
and have been glad ever since that I did."*

Luis Alvarez, lauréat du Prix Nobel

L'étude du comportement des granules conducteurs dans un champ électrique, *en présence de charge d'espace*, comporte plusieurs étapes. La première consiste à évaluer la charge acquise par un petit objet, ainsi que la force subie par celui-ci, lorsqu'il est en contact avec une électrode affectée par un champ électrique ionisé (**sous-chapitre 3.1**).

Malgré plusieurs simplifications relatives aux calculs, les conclusions de l'analyse théorique sont confirmées par les données expérimentales concernant le décollement des granules de formes et dimensions variées, soumis à l'action des champs électriques ionisés de configurations diverses (**sous-chapitre 3.2**). On a pu mettre en évidence l'influence de la densité de la charge d'espace sur le comportement des granules (**sous-chapitre 3.3**).

3.1. Charge de granules conducteurs et forces qu'ils subissent en contact avec une électrode

L'injection de charge modifie la distribution de E et, par conséquent, les valeurs de la charge maximum Q_m (§ 3.1.1) et de la force électrique F^* , déterminées avec les formules établies en champ harmonique (**chapitre 1**). En plus, le "vent électrique" [124] qui accompagne cette injection peut exercer une certaine pression aérodynamique sur un granule posé sur l'électrode non-ionisante (§ 3.1.2) et modifier les conditions de décollement, qui sont reformulées au § 3.1.3.

3.1.1. Charge d'un granule conducteur en contact avec une électrode affectée d'un champ ionisé

Un granule de conductivité σ et de susceptivité χ , en contact avec une électrode acquiert une charge Q_m et est soumis à une force électrique F^* , qui dépendent du champ local et de la forme de la particule. Dans la plupart des cas qui présentent un intérêt pratique, les granules sont très petits par rapport à la distance entre électrodes. Par conséquent, on peut supposer que le granule en contact avec l'électrode non-ionisante, en présence d'une charge d'espace, se trouve dans un *champ électrique uniforme*:

$$E_i = k_i E_{i0} \quad (3.1)$$

où $E_{i0} = V/s$; V : potentiel de l'électrode à la haute tension; s : distance entre électrodes; $1 < k_i \ll 1,5$: coefficient qui dépende de la configuration du système d'électrodes et de l'intensité de l'injection de charge (chapitre 2).

Afin d'analyser l'influence de la présence d'une charge d'espace sur les expressions de Q_m et de F^* , on peut utiliser les résultats d'une étude effectuée par Meinander [23]. Il a démontré que la charge et la décharge d'un demi-ellipsoïde d'axes a et b (facteur de dépolarization N), en contact avec une électrode affectée par le champ uniforme E_0 et par un courant de densité J , peuvent être exprimées comme:

$$Q_m(t) = \pi b^2 q^*(t) \quad (3.2)$$

où la fonction $q^*(t)$ est donnée par l'équation:

$$dq^*(t)/dt = -q^*(t)/\tau + [\sigma - (J/E_0)(1 + \chi)] E_0 / (1 + N\chi) \quad (3.3)$$

avec la constante de temps:

$$\tau = \{J(1 - N)/[\epsilon_0 E_0(1 + N\chi)] + N\sigma/[\epsilon_0(1 + N\chi)]\}^{-1} \quad (3.4)$$

Quand σ tends vers l'infini, la constante τ est nulle et la charge Q_m n'est pas influencée par J (par la présence de la charge d'espace).

Par conséquent, les expressions de Q_m et de F^* établies dans le cas du champ électrique harmonique sont valables pour les champs mono-ionisés, en substituant E_0 avec E_i .

3.1.2. Evaluation de l'action du vent électrique sur un granule en champ ionisé

La force aérodynamique exercée sur un granule posé sur une électrode peut être évaluée approximativement comme [69, 70]:

$$F_w = \rho u^2 A / 2 \quad (3.5)$$

où A est la surface de la section transversale de la particule, par rapport à la direction de mouvement du fluide ($A = \pi R^2$, pour une sphère ou pour un cylindre dressé; $A = 2 L R$, pour un cylindre posé), et u est la vitesse moyenne du vent électrique [125, 126]:

- en géométrie plane:

$$u = (1/3) (\epsilon/\rho)^{1/2} E \quad (3.6)$$

- en géométrie cylindrique:

$$u = (1/3) \{2 \ln[R_e/(2R_i)] (\epsilon/\rho)\}^{1/2} E \quad (3.7)$$

En tenant compte des relations (3.6) et (3.7), la formule (3.5) devient:

$$F_w = A K_f \epsilon E^2 \quad (3.8)$$

où K_f est une constante qui dépend de la configuration du champ électrique:

- champ électrique entre électrodes planes:

$$K_f = 1/18 \quad (3.9)$$

- champ électrique cylindrique, entre deux électrodes coaxiales de rayons $R_e > R_i$:

$$K_f = (1/9) \ln[R_e/(2R_i)] \quad (3.10)$$

Les forces F_w exercées par le vent électrique sont *très faibles* par rapport aux forces électriques F^* (Tableau 3.1).

Tableau 3.1. Forces aérodynamiques F_w rapportées aux forces électriques F^* qui s'exercent sur des granules conducteurs en contact avec une électrode plane affectée d'un champ électrique mono-ionisé

Granule	Electrodes	F_w/F^*
sphère	planes	$(9,984 \pi^2)^{-1}$
sphère	cylindriques	$(4,992 \pi^2)^{-1} \ln[R_e/(2R_i)]$
cylindre posé	planes	$(12,87 \pi)^{-1}$
cylindre posé	cylindriques	$(6,435 \pi)^{-1} \ln[R_e/(2R_i)]$
cylindre dressé	planes	$\{(R/L) [\ln(2L/R)-1]\}^2$ $\{18 [\ln(L/R)-(1/2)]\}^{-1}$
cylindre dressé	cylindriques	$\ln[R_e/(2R_i)] \{(R/L) [\ln(2L/R)-1]\}^2$ $\{9 [\ln(L/R)-(1/2)]\}^{-1}$

Dans le cas des électrodes planes, le rapport F_w/F^* est 0,01015 pour une sphère, 0,0247 pour un cylindre couché, et 0,0122 pour un cylindre dressé, caractérisé par $L/R = 10$.

3.1.3. Evaluation des conditions de décollement

En tenant compte de l'action du vent électrique et des observations faites au § 3.1.1., la condition de décollement (1.14) peut être exprimée comme:

$$F^*(E_{il}) = F_g + F_w(E_{il}) , \quad (3.11)$$

où E_{il} : *champ de décollement en présence de la charge d'espace*. Pour une *sphère*, cette condition s'écrit:

$$0,832 (2\pi^3/3) \epsilon R^2 E_{il}^2 = (4\pi R^3/3)(\rho_s - \rho) g + \pi R^2 K_f \epsilon E_{il}^2 , \quad (3.12)$$

d'où on obtient le champ de décollement:

$$E_{il} = 1,155 \{R (\rho_s - \rho) g / [\epsilon (5.476 - K_f)]\}^{1/2} . \quad (3.13)$$

Des formules similaires peuvent être obtenues pour les *cylindres couchés et dressés*, respectivement:

$$E_{il} = 1,253 [R (\rho_s - \rho) g]^{1/2} [\varepsilon (2.245 - K_f)]^{-1/2} , \quad (3.14)$$

$$E_{il} = [(2/3) (R/L) R (\rho_s - \rho) g]^{1/2} \{ \varepsilon [f(L/R) - K_f(R/L)^2] \}^{-1/2} , \quad (3.15)$$

$$\text{où: } f(L/R) = [\ln(L/R) - 0,5] [\ln(2L/R) - 1]^{-2} . \quad (3.16)$$

Soit E_{10} le *champ de décollement en absence de la charge d'espace* (champ électrique non-ionisé). Le rapport (E_{i0}/E_{10}) est, pour la *sphère*:

$$E_{i0}/E_{10} = [1 - (K_f/5.476)]^{-1/2} k_i^{-1} , \quad (3.17)$$

pour le *cylindre couché*:

$$E_{i0}/E_{10} = [1 - (K_f/2.254)]^{-1/2} k_i^{-1} , \quad (3.18)$$

et pour le *cylindre dressé*:

$$E_{i0}/E_{10} = \{ 1 - [K_f/f(L/R)](R/L)^2 \}^{-1/2} k_i^{-1} . \quad (3.19)$$

Dans le cas des cylindres dressés, on peut obtenir des résultats meilleurs, en utilisant les valeurs de la force F^* calculées avec CSP. Parce que:

$$F^*(E) \propto E^2, \quad F_w(E) \propto E^2 , \quad (3.20)$$

on peut écrire:

$$(E_{il}/E_o)^2 F^*(E_o) = m_g g + (E_{il}/E_o)^2 F_w(E_o) , \quad (3.21)$$

et, ensuite:

$$E_{il} = E_o [\pi R^2 L (\rho_s - \rho) g]^{1/2} [F^*(E_o) - \pi R^2 K_f \varepsilon E_o^2]^{-1/2} , \quad (3.22)$$

où $F^*(E_o)$ est calculée numériquement pour une valeur quelconque E_o du champ électrique.

3.2. Décollement des granules

Les expériences ont porté d'abord sur des granules de formes et dimensions variées, situés entre électrodes pointe - plan (§ 3.2.1). Les mouvements des granules dans de tels dispositifs sont influencés à la fois par la forte non-uniformité du champ électrique, par la présence de la charge d'espace et par le "vent électrique" [127, 128].

L'étude du comportement des granules dans un champ ionisé à symétrie axiale (§ 3.2.2) présente l'avantage essentiel de la quasi-uniformité du champ électrique et de la densité de la charge d'espace entre les électrodes. En utilisant des dispositifs à trois électrodes, on a étudié aussi le décollement des granules conducteurs dans des champs ionisés plans (§ 3.2.3).

Toutes les expériences présentées dans ce sous-chapitre ont été effectuées sous **haute tension continue**, fournie soit par des générateurs "Sames", ajustables de 0 à 45 kV, 0,7 mA, soit par des générateurs "Spellman", 0 à 60 kV, 2 mA. La tension a été mesurée avec un voltmètre électrostatique modèle KVE ("Hallmark Standards") 0-10-20-30-50 kV. Un galvanomètre type VERISPOT ("Sefram") a été utilisé pour la mesure du courant.

L'*exactitude des techniques de mesure* a été testée avec un dispositif expérimental qui comporte deux électrodes planes et parallèles \varnothing 200 mm, en duralumin, disposées horizontalement à une distance $s = 15$ mm. Les tensions de décollement (valeurs moyennes) ont été: 20,1 kV pour une sphère creuse en acier ($2R = 2,5$ mm, densité moyenne $5,7 \cdot 10^3$ kg/m³) et 10,9 kV pour des cylindres couchés, en graphite ($2R = 0,7$ mm, $L = 2, 3, 4, 5$ mm, masse volumique $1,9 \cdot 10^3$ kg/m³). Les valeurs des champs de décollement: $E_{10,s} = 20,1$ kV/1,5 cm = 13,4 kV/cm, et $E_{10,c} = 10,9$ kV/1,5 cm = 7,3 kV/cm, sont en bon accord avec les prédictions (13,9 kV/cm pour la sphère, et 7,2 kV/cm, pour les cylindres).

3.2.1. Granules entre électrodes pointe - plan

Avec les dispositifs décrits sur la Fig. 2.2, aucun décollement n'a pu être observé: les particules sphériques se sont éloignées de l'axe de l'électrode pointe sous l'action du "vent électrique", tandis que les objets cylindriques, couchés au début sur le plan, se sont dressés et se sont déplacés, en exécutant de petites oscillations verticales ($< 0,1$ mm), vers les zones moins affectées par la turbulence due à l'effet couronne. Dans tous les cas, la tension de "décollement" du Tableau 3.2 représente la valeur enregistrée au moment où les mouvements décrits ci-dessus ont été observés.

Tableau 3.2. Tensions de décollement V_1 des granules sphériques et cylindriques, pour les deux variantes ("a" et "b") du système d'électrodes pointe-plan, de la Fig. 2.2 (s - distance entre électrodes)

Granule	Variante	s (mm)	V_1 (kV)
sphère	a	10	12,5
sphère	a	17	21,4
sphère	b	15	15,25
cylindre	a	10	9,4
cylindre	a	17	14,25
cylindre	b	15	9,6

L'étude du comportement des particules dans un système pointe-plan avec décharge couronne se heurte à certaines *difficultés*: 1) il est impossible de "stabiliser" le mouvement, qui est affecté à la fois par la non-uniformité du champ électrique, par la présence de la charge d'espace, et par le "vent électrique"; 2) le champ de "décollement" ne peut être évalué que par analyse numérique. Les données expérimentales représentent, toutefois, des informations très utiles pour la caractérisation qualitative des phénomènes physiques. Elles confirment, par exemple, l'influence de l'électrode plane au même potentiel que la pointe (Fig. 2.2,b) qui provoque l'augmentation du champ au voisinage de l'électrode plane opposée: la tension de "décollement" est alors plus faible que dans le cas où seule la pointe est présente (Fig. 2.2,a).

3.2.2. Granules en champ ionisé cylindrique

L'étude expérimentale a mis en évidence les particularités de comportement des granules sphériques (§ 3.2.2.1) et cylindriques (§ 3.2.2.2 et § 3.2.2.3) de dimensions variées.

3.2.2.1. Sphères

Le dispositif montré sur la Fig. 2.7 a été utilisé pour étudier les mouvements des sphères \varnothing 1,4 mm (masse 2 mg) et \varnothing 0.8 mm (masse 0,4 mg). Les tensions de décollement ont été $V_1 = 13,5$ kV et 10,5 kV. Les champs de décollement en présence de la charge d'espace (E_{i0}) sont plus élevées que dans les cas où il n'y a pas d'ionisation (E_{10}): 5,6 kV/cm, au lieu de 5,4 kV/cm, pour la sphère \varnothing 1,4 mm, et 4,4 kV/cm, au lieu de 4,2 kV/cm, pour la sphère \varnothing 0.8 mm.

Les valeurs des rapports E_{i0}/E_{10} pour les deux sphères (Tableau 3.3) sont inférieures aux prédictions faites avec les formules du § 3.1.3. Une observation similaire a été faite dans le cas des cylindres couchés. Cette situation peut être expliquée par le fait que les décollements ont eu lieu dans des champs électriques affectés de faibles densités de charge d'espace, tandis que les formules de calcul ont été établies dans l'hypothèse d'une forte injection d'ions unipolaires.

Tableau 3.3. Rapports des champs de décollement des granules sphériques et cylindriques en présence (E_{i0}) et en absence (E_{10}) de charge d'espace.

Granule	Rapport E_{i0}/E_{10}	
	Prédit*	Expérimental
sphère \varnothing 1,4 mm	1,066	5,6/5,4 = 1,037
sphère \varnothing 0,8 mm	1,066	4,4/4,2 = 1,048
cylindre couché \varnothing 0,5 mm x 5 mm	1,188	6,85/6,2 = 1,105

* formules du § 3.1.3.

3.2.2.2 Cylindres couchés

Des expériences systématiques ont porté sur des granules cylindriques de longueurs variées, couchés le long de la génératrice inférieure de l'électrode externe. La tension étant progressivement accrue, on peut, parfois, déceler des mouvements oscillatoires verticaux de faible amplitude, la particule restant en position horizontale.

Plus fréquemment, c'est seulement *la transition de la position "couchée" vers la position "dressée"* qu'on observe (V_1 - Fig. 3.1). Quand le granule est assez allongé ($L = 4$ mm ou 5 mm, pour les granules en graphite $\varnothing 0,7$ mm), le "décollement" est accompagné de *l'apparition de claquages*.

Si la particule est courte (2 mm ou 3 mm), l'accroissement progressif de la tension au-dessus de la valeur V_1 produit l'apparition de *mouvements oscillatoires verticaux de faible amplitude*. Quand la tension dépasse une certaine valeur, les forces électriques déterminent le déplacement très rapide des granules vers le fil ionisante, et le commencement d'un vol "erratique" entre les électrodes. Les mêmes phénomènes ont été enregistrés quand on a refait l'expérience avec des granules en aluminium (Fig. 3.2 et 3.3).

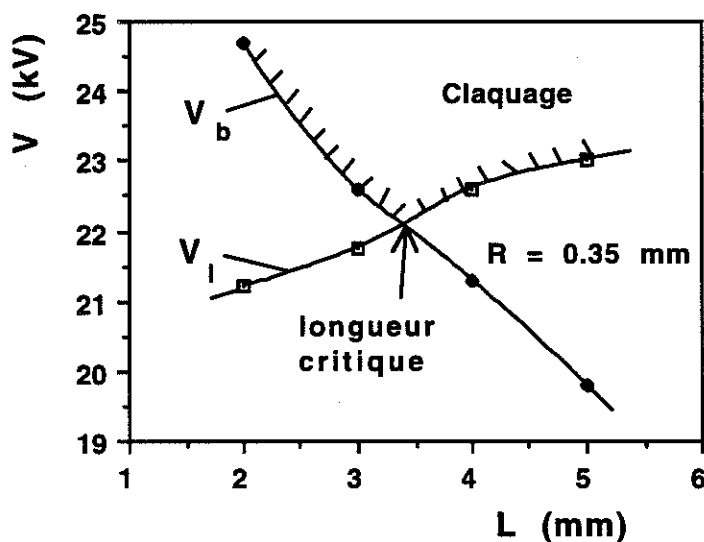


Fig. 3.1. Tensions de décollement (V_1) et de claquage (V_b) de granules cylindriques $\varnothing 0,7$ mm en graphite, de longueurs variées L , posés horizontalement dans le système d'électrodes fil et cylindre coaxiaux de la Fig.2.7.

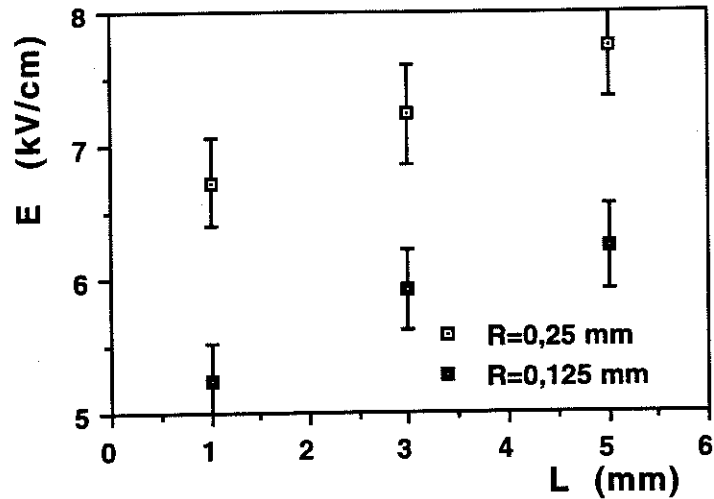


Fig. 3.2. Champ de décollement des granules cylindriques \varnothing 0,25 mm et \varnothing 0,5 mm, en aluminium, de longueurs variées L , posés horizontalement dans le système d'électrodes fil et cylindre coaxiaux de la Fig. 2.8.

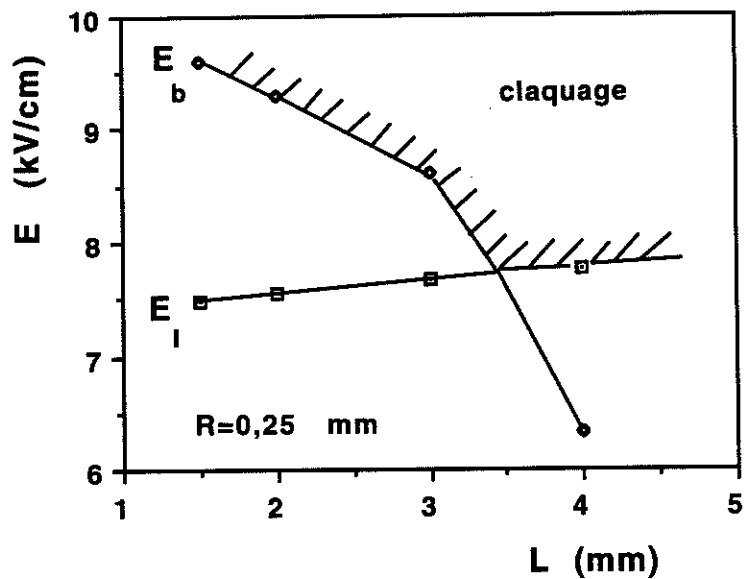


Fig. 3.3. Intensité du champ électrique au moment du décollement (E_1) et du claquage (E_b), dans le cas des granules cylindriques \varnothing 0,5 mm, en aluminium, de longueurs variées L , posés horizontalement dans le système d'électrodes de la Fig. 2.8.

Le champ de décollement croît avec la longueur des granules. Cette observation infirme les prédictions théoriques, formulées par les relations (3.14) et (3.17). Une explication énergétique, plus qualitative que quantitative, a pu être donnée à ce fait (Annexe 3)

3.2.2.3. Cylindres dressés

Pendant tous les expériences présentées dans le paragraphe 3.2.2.2, lorsque la tension décroît lentement au-dessous de la valeur V_1 , les granules restent encore "dressés" et exécutent des mouvements oscillatoires dans un plan vertical. Ainsi, on peut apprécier le champ de décollement des cylindres dressés, en enregistrant la valeur de la tension au moment où ceux-ci ne restent plus en position verticale. Les résultats expérimentaux ont été comparés avec les calculs faits par trois méthodes (Fig. 3.4):

- *méthode I* - calcul analytique avec la formule (3.15);

- *méthode II* - calculs numériques d'Anis et de Srivastava, pour des cylindres aux extrémités hémisphériques [46];

- *méthode III* - calcul numérique de la force $k_F F^*(E_0)$ à l'aide de CSP, et évaluation analytique du champ de décollement E_{10} avec la formule (3.23).

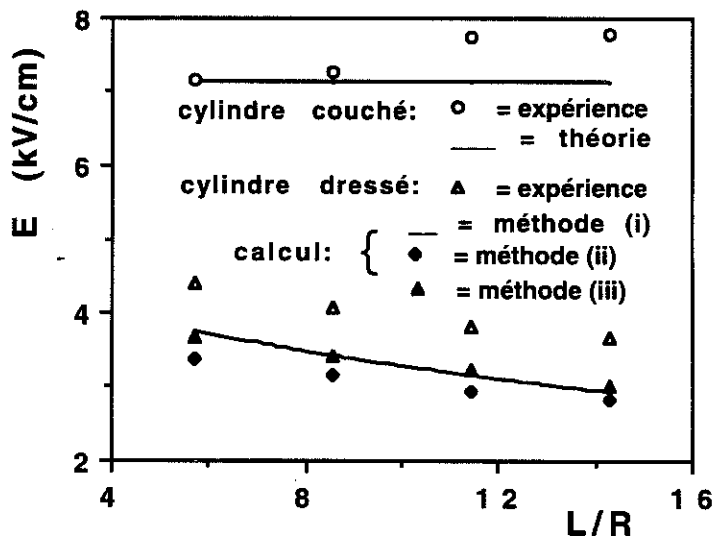


Fig. 3.4. Intensité du champ de décollement, déterminée expérimentalement ou calculée par des méthodes diverses, pour des cylindres $\varnothing 0,7$ mm en graphite, de longueurs variées L , dans le système d'électrodes fil-cylindre coaxiaux.

Les valeurs expérimentales du champ de décollement ont été calculées avec la formule (2.13), où I représente l'intensité du courant entre les deux électrodes coaxiaux au moment $V = V_1$. Cette relation surestime un peu le champ électrique sur la surface de l'électrode extérieure, dans le cas où il y a une charge d'espace de densité quelconque. Cela explique pourquoi les valeurs expérimentales sont supérieures à celles calculées. L'action du vent électrique et les limites de la perception visuelle peuvent fournir des explications complémentaires à cette situation, qui a été constatée aussi dans le cas des cylindres en aluminium (Fig. 3.5).

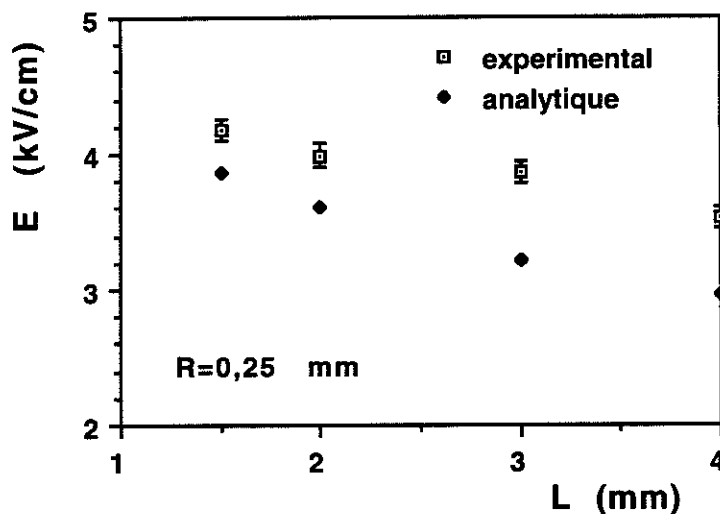


Fig. 3.5. Comparaison des valeurs du champ de décollement vertical, déterminées expérimentalement et calculées avec (3.15), pour des cylindres \varnothing 0,5 mm en aluminium, de longueurs variées L , dans le système d'électrodes fil-cylindre coaxiaux.

3.2.3. Granules en champ ionisé plan

Le "vent électrique" empêche toute expérience avec des granules sphériques posés sur des électrodes planes: la turbulence aérodynamique créée par l'injection de charge entraîne les billes vers la périphérie du dispositif et le décollement de la particule n'arrive pas à se produire.

Les observations faites dans le cas des cylindres (Fig. 3.6 et 3.7) sont similaires à celles présentées dans le § 3.2.2. Les granules courts décollent aux tensions moins élevées. Si la tension augmente, le claquage de l'air entre les électrodes puisse se produire.

Dans le cas des objets plus allongés, le décollement est accompagné par l'apparition des étincelles, dès que les granules arrivent en position verticale.

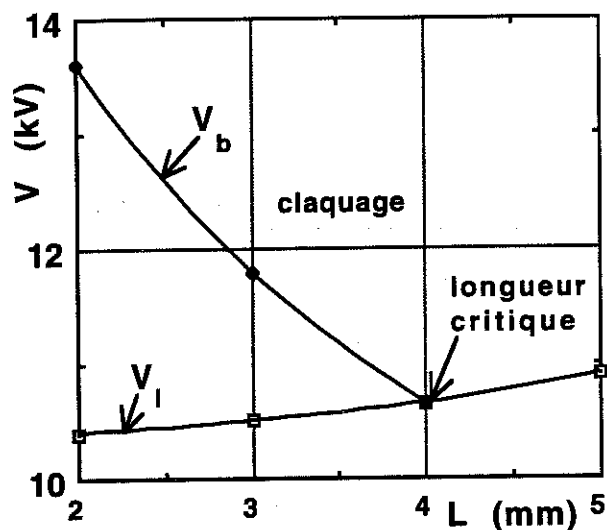


Fig. 3.6. Tensions de décollement (V_l) et de claquage (V_b) des granules cylindriques ϕ 0.7 mm en graphite, dans le système d'électrodes de la Fig. 2.5 (distance entre électrodes $s = 17$ mm).

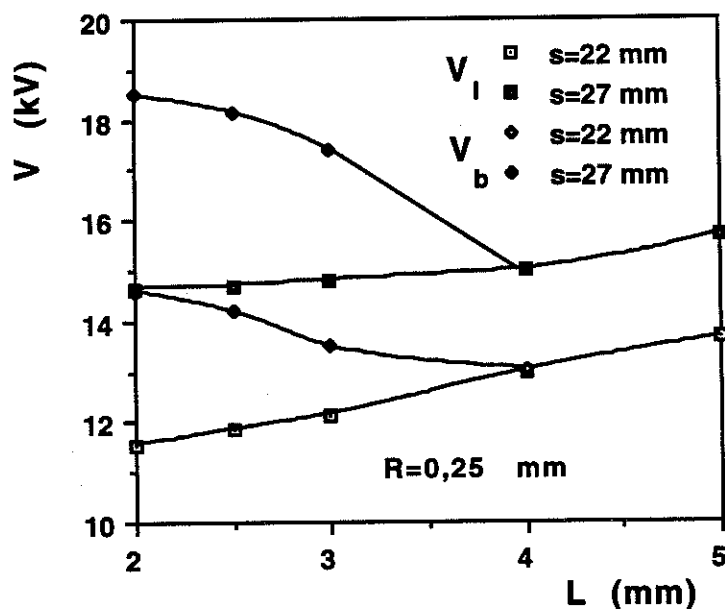


Fig. 3.7. Tensions de décollement (V_l) et de claquage (V_b) des granules cylindriques ϕ 0.5 mm en aluminium, dans le système d'électrodes de la Fig. 2.5.

Les données expérimentales concernant la variation de la tension de décollement avec le rayon R (Fig. 3.8) et respectivement avec la longueur L du granule cylindrique (Fig. 3.9) sont en bon accord avec les prédictions théoriques établies au § 3.1.3.

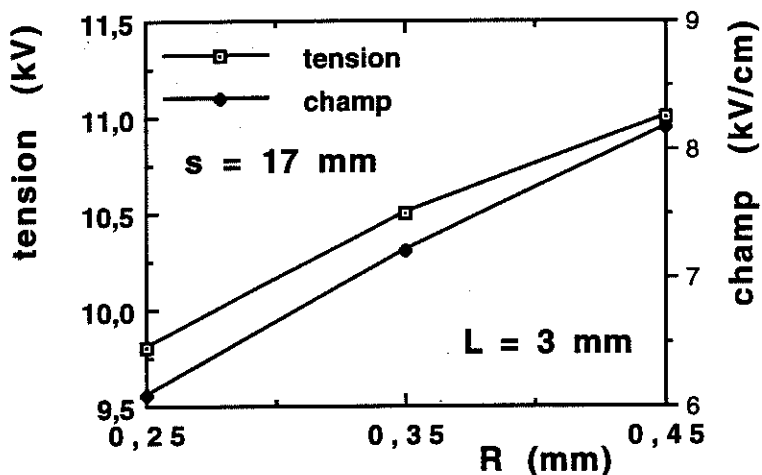


Fig. 3.8. Tension de décollement des cylindres en graphite, posés horizontalement sur l'électrode inférieure du système de la Fig. 2.5 (distance entre électrodes $s = 17$ mm), et champ de décollement de ces granules, calculé avec la formule (3.14).

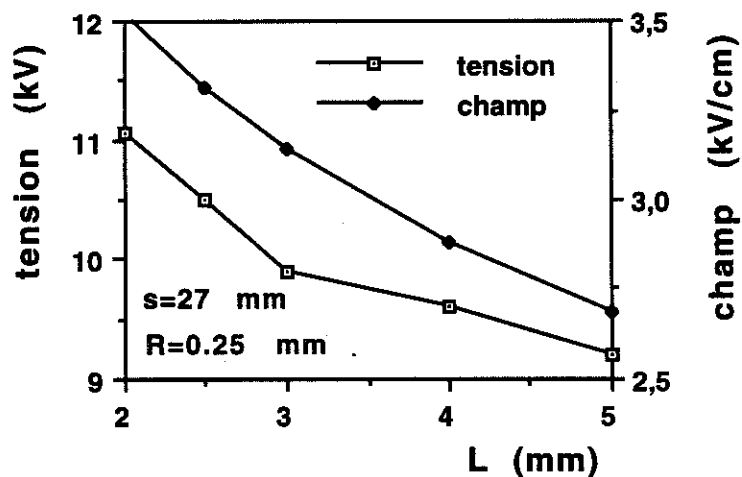


Fig. 3.9. Tension de décollement vertical des cylindres en aluminium, pour le système d'électrodes de la Fig. 2.5 et champ de décollement de ces granules, calculé avec la formule (3.15).

3.3. Influence de la densité de la charge d'espace sur le décollement des granules conducteurs

Les expériences effectuées avec les dispositifs à trois électrodes (Fig. 2.9 et Fig. 2.11) ont montré que l'intensité de l'injection de charge influence beaucoup les conditions de décollement des granules sphériques (§ 3.3.1) et cylindriques (§ 3.3.2) La variation de q a été obtenue en modifiant la distance h entre l'électrode couronne et la grille, ou en changeant la tension V_c .

3.3.1. Granules sphériques

Les expériences ont porté sur des granules sphériques en résine (\emptyset 0,9 mm et \emptyset 1,3 mm, masse volumique $1,2 \times 10^3$ kg/m³) et en verre (\emptyset 1,4 mm, masse volumique $2,5 \times 10^3$ kg/m³), recouverts de peinture à l'argent.

Les tensions de décollement de ces trois sphères: 6 kV, 7 kV, et 11 kV, déterminées expérimentalement avec le dispositif de la Fig. 2.9 à $V_c = 0$ kV, $s = 15$ mm, sont en bon accord avec les prédictions théoriques, basées sur la formule (1.15): $E_{10} = 3,81$ kV/cm, 4,59 kV/cm et 6,88 kV/cm. Lorsqu'on augmente la tension V_c , les sphères posées sur l'électrode plane de ce dispositif commencent à rouler et le décollement ne peut pas être observé.

Le dispositif montré sur Fig. 2.11 assure de meilleures conditions pour l'observation du décollement des sphères. Malgré la forme de l'électrode inférieure du dispositif, les mouvements produits par le vent électrique ne peuvent pas être entièrement supprimés. A une tension V_c donnée, en accroissant la tension V_f , on observe que, bien avant le décollement, les sphères commencent à bouger. La force électrique F^* n'est pas assez forte pour soulever les granules, mais, en s'opposant à la force de la pesanteur, elle diminue la force d'adhésion des sphères à la surface de l'électrode. Le seuil du tension $V_{f,v.e.}$ auquel l'effet du vent électrique commence à se manifester décroît lorsque l'injection ionique, déterminée par la tension V_c , augmente (Fig. 3.10).

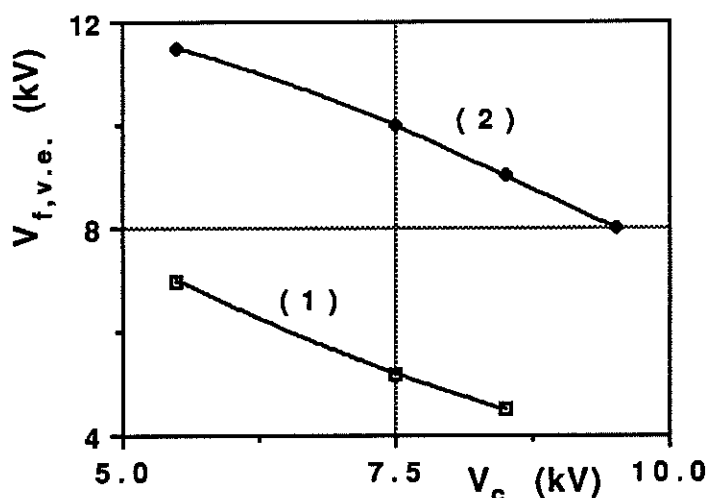


Fig. 3.10. Influence du potentiel V_c de l'électrode couronne (polarité positive) sur le seuil du tension $V_{f,v.e.}$, auquel se manifeste l'effet du vent électrique sur des sphères en résine \varnothing 1,3 mm, masse volumique $1,2 \times 10^3$ kg/m³ - courbe (1) - et en verre \varnothing 1,4 mm, masse volumique $2,5 \times 10^3$ kg/m³ - courbe (2), recouvertes de peinture à l'argent (distance entre électrodes: $s = 15$ mm).

Le décollement des sphères se produit aux valeurs de la tension V_f très proches de celles enregistrées pour $V_c = 0$. Comme prévu, l'amplitude des oscillations est plus grande aux faibles densités de charge d'espace.

A une tension V_c donnée, les mouvements sont plus amples quand on accroît la tension V_f . La croissance de la tension entre l'électrode inférieure et la grille au-dessus d'une valeur $V_{f,v-v}$ détermine la transformation des petites oscillations verticales en mouvements de va-et-vient entre ces électrodes. Le seuil de tension $V_{f,v-v}$ devient de plus en plus élevé lorsqu'on intensifie l'injection ionique, en augmentant la tension V_c (Fig. 3.11). Cette observation peut être utilisée pour développer des méthodes de contrôle du mouvement des granules conducteurs dans les dispositifs à champ électrique affecté de charge d'espace.

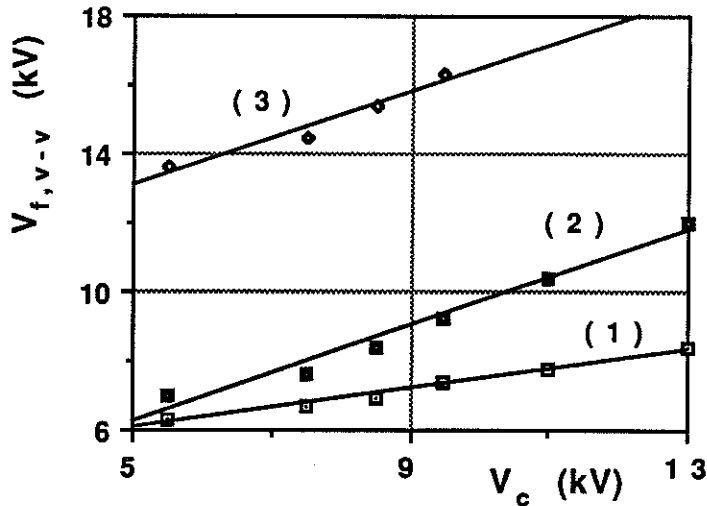


Fig. 3.11. Influence du potentiel V_c de l'électrode couronne (polarité positive) sur le seuil du tension $V_{f, v-v}$, auquel les petites oscillations verticales se transforment en mouvements de va-et-vient entre les électrodes ($s = 15$ mm), dans les cas des sphères en résine $\varnothing 0,9$ mm - courbe (1) - et $\varnothing 1,3$ mm - courbe (2) , et en verre $\varnothing 1,4$ mm - courbe (3), recouvertes de peinture à l'argent.

3.3.2. Granules cylindriques

Toutes les observations présentées dans les paragraphes précédents concernant le comportement des cylindres ont été confirmées par les expériences effectuées avec les dispositifs à trois électrodes. En plus, on a pu étudier, qualitativement, l'influence de la densité q de la charge d'espace sur le comportement des granules. Les effets sont en bon accord avec les prédictions théoriques et avec les résultats des simulations numériques qui sont présentées dans le chapitre 5 de cette thèse.

Par exemple, dans le cas d'un cylindre en graphite $\varnothing 0,5$ mm , $L = 2$ mm, les distances entre électrodes étant $h = 15$ mm et $s = 15$ mm (Fig. 2.9), l'action de la charge d'espace ne peut pas être saisie quand le potentiel de l'électrode couronne est, en valeurs absolues, $V_c^{(-)} < 7,5$ kV et respectivement $V_c^{(+)} < 8,5$ kV ($q < 0,5 \times 10^{-4}$ C/m³); ainsi, quand $V_f > 9,2$ kV ($E_f > 6,1$ kV/cm), les cylindres commencent à effectuer des mouvements de va-et-vient, dans des conditions similaires aux champs électriques continus non-ionisés.

Au-dessus des valeurs $|V_c^{(-)}| \approx 8,5 \text{ kV}$ et $V_c^{(+)} \approx 9,25 \text{ kV}$ ($q \approx 1,5 \times 10^{-4} \text{ C/m}^3$), l'effet de la charge d'espace devient de plus en plus fort; après soulèvement (pour des champs proches des valeurs calculées), les particules exécutent des oscillations dont les amplitudes verticales diminuent avec l'accroissement de la tension V_c (limitée par des décharges entre l'électrode supérieure et la grille à approximativement - 14 kV et + 10,5 kV, pour les deux polarités, respectivement), et augmentent avec la croissance de la tension V_f . Si $q < 2 \times 10^{-4} \text{ C/m}^3$, l'augmentation de la tension V_f au-dessus de 15 kV peut déterminer la transformation des petites oscillations en mouvements de va-et-vient, accompagnées parfois des claquages.

Afin de simuler les conditions de fonctionnement de certaines installations industrielles, les expériences ont été refaites en utilisant des générateurs à haute tension redressée non-filtrée, mono-alternance (transformateur à haute tension + une diode). Les valeurs maximales de V_c ont été 16 kV en polarité négative, et 11,5 kV, en polarité positive. La tension de décollement ($V_f = 9 \text{ kV}$) est proche de la valeur déterminée en champ harmonique. Les mouvements oscillatoires sont plus désordonnés est leur amplitude verticale et plus grande par rapport au cas où les électrodes sont alimentés en tension continue parfaitement lisse.

Le dispositif montré sur **Fig. 2.11** a permis une meilleure observation des phénomènes, qui ont été enregistrés avec un camérascope. Les expériences ont porté sur un bâton cylindrique $R = 0,5 \text{ mm}$, $L = 4 \text{ mm}$, aux extrémités héli-sphériques, en résine (masse volumique $1,2 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$); elles ont mis en évidence l'influence de l'intensité de l'injection ionique sur la tension de décollement, définie comme la valeur à laquelle se produit la transition du granule de la position couchée à la position dressée (**Fig. 3.12**).

Un deuxième effet intéressant a été observé aussi dans le cas des cylindres en graphite $\varnothing 0,5 \text{ mm}$, de longueurs variées. La tension de décollement $V_{f,1}$ des cylindres dressés augmente avec la croissance de la tension V_c , comme montré par l'exemple donné sur **Fig. 3.13**.

Ces observations ne peuvent être expliquées que partiellement par l'action du vent électrique. On doit donc analyser aussi l'ensemble des phénomènes qui se produisent dès que le granule n'est plus en contact avec l'électrode.

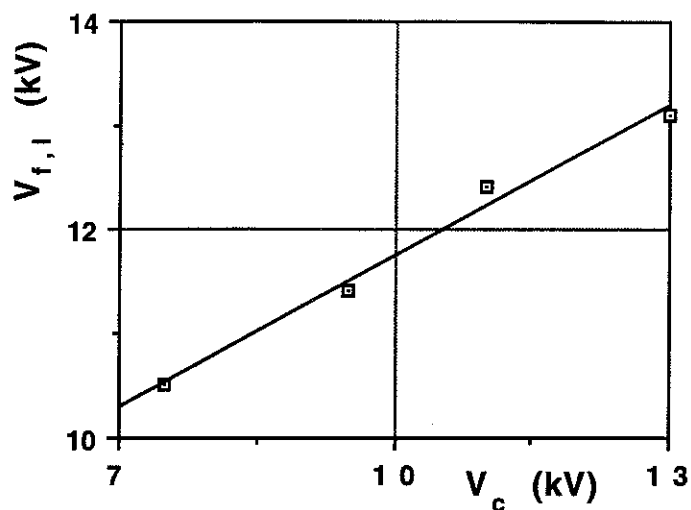


Fig. 3.12. Influence du potentiel V_c de l'électrode couronne (polarité positive) sur la tension de décollement $V_{f,1}$ d'un bâton cylindrique \varnothing 1 mm x 4 mm (extrémités héli-sphériques), en résine, recouvert de peinture à l'argent (position du bâton: couchée; distance entre électrodes: $s = 15$ mm).

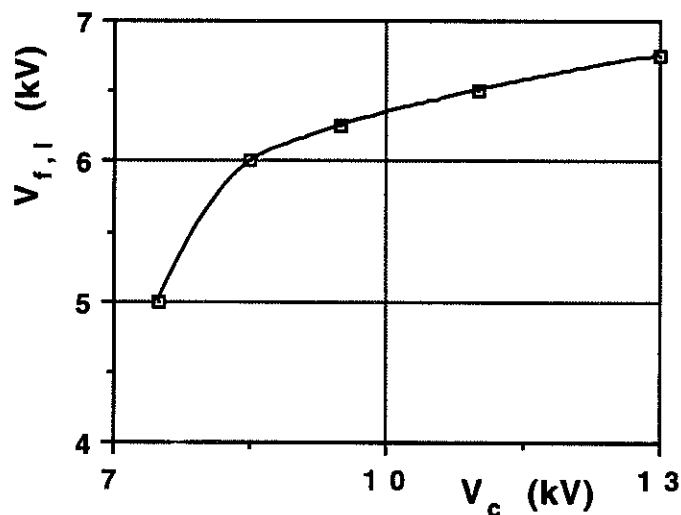


Fig. 3.13. Influence du potentiel V_c de l'électrode couronne (polarité positive) sur la tension de décollement $V_{f,1}$ d'un cylindre \varnothing 0,5 mm x 2 mm, en graphite (position du cylindre: dressée; distance entre électrodes: $s = 15$ mm).

Conclusions du Chapitre 3

1) La charge acquise par un granule en contact avec une électrode affectée d'un champ ionisé et la force qui agit sur lui peuvent être calculées avec les formules établies pour Q_m et F^* dans le cas du champ harmonique, en utilisant les valeurs de E_0 modifiées par la présence de la charge d'espace. Le calcul du champ de décollement dans ces conditions doit prendre en compte également *l'effet de la force aérodynamique exercée par le "vent électrique"*.

2) *Les données expérimentales concernant le décollement des granules de formes et dimensions variées, soumis à l'action des champs électriques ionisés, confirment les prédictions théoriques.* Les particularités de comportement des granules, mises en évidence dans diverses configurations de champ, démontrent l'importance d'un bon choix du système d'électrodes pour chaque application.

3) De nombreux *facteurs* affectent le comportement de petits objets conducteurs en champs ionisés: *niveau de la haute tension, densité de la charge d'espace, forme, dimensions et masse volumique des granules.* L'amplitude verticale des mouvements oscillatoires exécutés par un granule à la surface d'une électrode affectée d'un champ ionisé est plus grande aux faibles densités de la charge d'espace. Dans le cas de cylindres conducteurs, il existe une *longueur critique, pour laquelle leur décollement de la surface de l'électrode est accompagné de l'apparition de décharges* entre l'extrémité du granule et l'autre électrode.

Chapitre 4

GRANULES CONDUCTEURS A PROXIMITE D'UNE ELECTRODE AFECTEE D'UN CHAMP MONO-IONISE

"Often the process of generating a numerical model is as valuable as the results which are obtained from it."

D. McAllister, J.R. Smith, N.J. Diserens

A partir du moment où le granule n'est plus en contact avec une électrode, le flux d'ions auquel il est soumis en champ continu modifie sa charge selon les équations présentées dans le **sous-chapitre 4.1**. Si les électrodes sont alimentées sous haute tension intermittente périodique (situation discutée dans le **sous-chapitre 4.2**), la variation de la charge acquise par un granule diffère du cas précédent et la force agissant sur lui n'est pas constante, d'où les particularités de comportement qui ont été constatées expérimentalement.

La charge maximum d'un granule conducteur en champ ionisé est supérieure à la valeur de la charge acquise par le même granule en contact avec une électrode. Par conséquent, un tel granule produit un renforcement local du champ électrique plus important et la tension de claquage diminue par rapport aux valeurs déterminées en champ harmonique (**sous-chapitre 4.3**).

4.1 Charge d'un granule en champ ionisé continu

De nombreuses études [129-139] ont été publiées sur la charge maximum acquise par un granule conducteur ou isolant en champ mono- ou bi-ionisé. Le § **4.1.1** est consacré à l'analyse de ce problème, dans le cas des granules sphériques, ellipsoïdaux et cylindriques. La loi de charge diffère en fonction de la forme et de la position du granule par rapport à la direction du champ électrique (§ **4.1.2**).

4.1.1. Charge maximum des granules

Pauthenier [129] a démontré que la charge maximum d'un *granule sphérique* en champ mono-ionisé, dans un milieu de permittivité ϵ_0 est:

$$Q_s = 12 \pi \epsilon_0 R^2 E_0 \quad (4.1)$$

En utilisant les mêmes hypothèses que lui (champ uniforme; densité de la charge d'espace constante), on peut trouver des formules similaires pour un *cylindre dont l'axe est perpendiculaire aux lignes du champ* :

$$Q_s = 4 \pi \epsilon_0 R L E_0 \quad (4.2)$$

et pour un *ellipsoïde de révolution*, d'axes a et b [21, 93]:

$$Q_s = 4 \pi \epsilon_0 b^2 E_0 e^3 \{ (a/b) \ln[(a/b) + e] - e \}^{-1} \quad (4.3)$$

où:

$$e = [(a/b)^2 - 1]^{1/2} \quad (4.4)$$

Les expériences ont montré qu'après le premier décollement un cylindre se déplace avec son axe parallèle à la direction du champ. Il est utile donc d'établir l'expression de la charge maximum acquise par un granule cylindrique dans ces conditions. En assimilant le *granule cylindrique* de longueur L et de rayon R à un ellipsoïde allongé d'axes $a = L/2$ et $b = R$, on peut calculer Q_s avec la formule (4.3), qui devient:

$$Q_s = 4 \pi \epsilon_0 R^2 E_0 e^3 \{ (L/2R) \ln[(L/2R) + e] - e \}^{-1} \quad (4.5)$$

où

$$e = [(L/2R)^2 - 1]^{1/2} \quad (4.6)$$

Le rapport Q_s/Q_m (Q_m étant la charge acquise par le même granule en contact avec une électrode) est toujours supérieur à l'unité:

- pour une *sphère*:

$$Q_s/Q_m = 18/\pi^2 = 1,825 \quad (4.7)$$

- pour un cylindre dont l'axe est perpendiculaire aux lignes du champ:

$$Q_s/Q_m = 2 \quad (4.8)$$

- pour un cylindre dont l'axe est parallèle aux lignes du champ:

$$Q_s/Q_m = (2R/L)^3 e^3 \{ (L/2R) \ln[(L/2R) + e] - e \}^{-1} [\ln(2L/R) - 1] \quad (4.9)$$

La dernière formule devient, par exemple:

$$Q_s/Q_m = 1,32 \quad \text{pour } L/R = 20 \quad (4.10)$$

et:

$$Q_s/Q_m = 1,43 \quad \text{pour } L/R = 10. \quad (4.11)$$

La force qui agit sur un granule dont la charge est Q_s et qui se trouve à proximité d'une électrode de polarité opposée peut être calculée avec CSP (Annexe 4).

4.1.2. Lois de charge en fonction de temps

On doit aussi à Pauthenier [129] l'équation qui décrit la croissance de la charge Q d'un *granule sphérique* en fonction du temps t , dans un champ mono-ionisé:

$$dQ/dt = [kq/(4\epsilon_0)] Q_s [1 - (Q/Q_s)]^2 \quad (4.12)$$

La solution de cette équation différentielle, en supposant qu'à l'instant $t = 0$ la charge Q de la sphère est nulle, est donnée par la formule:

$$Q(t) = Q_s t / (t + \tau) \quad (4.13)$$

où

$$\tau = 4\epsilon_0 / (kq) . \quad (4.14)$$

On note que la demi-charge $Q(t) = Q_s/2$ est atteinte indépendamment de R et de E_0 pour $t = \tau$.

Des formules similaires ont été établies [21] pour un *ellipsoïde de révolution*, forme géométrique à laquelle on peut assimiler aussi les *cylindres dont l'axe est parallèle à la direction du champ électrique*.

Une équation différentielle s'obtient pour un cylindre dont l'axe est perpendiculaire à la direction du champ électrique. Le champ électrique total $\vec{E}^T(r, \theta)$ à l'extérieur d'un tel cylindre dérive de la fonction potentiel:

$$V(r, \theta) = -E_0 r \cos\theta - (A/r) \cos\theta + [\mu/(2\pi\epsilon_0)] \ln r, \quad (4.15)$$

Les ions de mobilité k sont animés d'une vitesse $\vec{v}(r, \theta) = k\vec{E}^T(r, \theta)$. En éliminant le temps et en intégrant, on trouve l'équation des trajectoires des ions:

$$[\mu/(2\pi\epsilon_0)]\theta - E_0 r \sin\theta [1 + A/(E_0 r^2)] = K/(2\pi\epsilon_0), \quad (4.16)$$

où K est une constante. Le flux d'ions chargeant le granule est limité par une ligne de force critique déterminé par les conditions: $\delta r/\delta\theta = 0$, $r = R$, $\theta = \theta_0$ (θ_0 : angle de répulsion). L'équation (4.16) devient:

$$[\mu/(2\pi\epsilon_0)]\theta_0 - E_0 R \sin\theta_0 [1 + A/(E_0 R^2)] = K/(2\pi\epsilon_0), \quad (4.17)$$

Par dérivation, on obtient la relation:

$$[\mu/(2\pi\epsilon_0)] = E_0 R \cos\theta_0 [1 + A/(E_0 R^2)] \quad (4.18)$$

et ensuite:

$$\cos\theta_0 = \mu/\{2\pi\epsilon_0 E_0 R [1 + A/(E_0 R^2)]\} = \mu/\mu_s. \quad (4.19)$$

En portant (4.18) dans (4.17), on peut calculer la constante K :

$$K = 2\pi\epsilon_0\{\theta_0 E_0 R \cos\theta_0 [1 + A/(E_0 R^2)] - E_0 R \sin\theta_0 [1 + A/(E_0 R^2)]\} \quad (4.20,a)$$

ou

$$K = \mu_s (\theta_0 \cos\theta_0 - \sin\theta_0). \quad (4.20,b)$$

Le flux d'ions qui arrive sur le cylindre par unité de longueur et par seconde sur l'arc $(-\theta_0, \theta_0)$ est:

$$\begin{aligned}
 d\mu/dt &= 2 \int_0^{\theta_0} \mathbf{qkE}'(\mathbf{R}) d\theta = 2\mathbf{qkR} \int_0^{\theta_0} \left[-E_0 \cos\theta \left(1 + \frac{A}{E_0 R^2} \right) + \frac{\mu}{2\pi\epsilon_0 R} \right] d\theta = \\
 &= \mathbf{qk}/(\pi\epsilon_0) \{ 2\pi\epsilon_0 E_0 R [1 + A/(E_0 R^2)] \sin\theta_0 + \mu\theta_0 \} = \\
 &= \mathbf{qk}/(\pi\epsilon_0) \{ \mu_s \sqrt{[1 - (\mu/\mu_s)^2]} + \mu \arccos(\mu/\mu_s) \} \quad (4.21)
 \end{aligned}$$

La variation de la charge Q d'un granule cylindrique de rayon R et de longueur L peut être exprimée comme:

$$dQ/dt = \mathbf{qk}/(\pi\epsilon_0) \{ Q_s \sqrt{[1 - (Q/Q_s)^2]} + Q \arccos(Q/Q_s) \} \quad (4.22)$$

où Q_s est donnée par la relation (4.7). Cette équation ne peut pas être intégrée analytiquement. Le résultat d'un calcul numérique, en utilisant la méthode d'intégration de Runge-Kutta, est donné sur la **Fig. 4.1**. On note que la croissance de la charge réduite Q/Q_s en fonction du temps est plus rapide que celle exprimée par la formule (4.13). Une assez bonne approximation de la variation de Q/Q_s s'obtient avec la fonction $1 - e^{-t/\tau}$, où $\tau = \pi\epsilon_0/(\mathbf{qk})$.

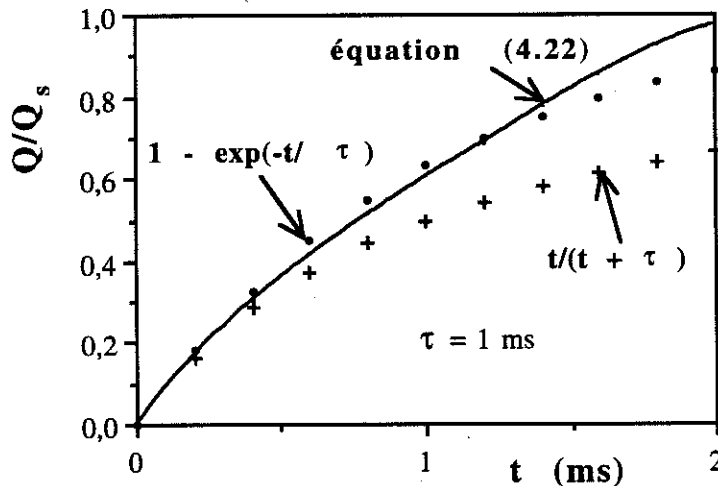


Fig. 4.1. Variation de la charge réduite Q/Q_s en fonction du temps, pour un cylindre couché, si $\tau = \pi\epsilon_0/(\mathbf{qk}) = 10^{-3}$ s. Comparaison avec les fonctions $1 - e^{-t/\tau}$ et $t/(t + \tau)$.

4.2. Charge d'un granule en champ ionisé intermittent

Des générateurs à haute tension intermittente périodique sont fréquemment utilisés pour alimenter les électrodes des précipitateurs électrostatiques [140-145]. L'utilisation d'alimentations similaires sont envisagées pour d'autres applications, ce qui explique l'intérêt d'une évaluation de la charge maximum acquise par un granule conducteur lorsqu'il traverse un flux intermittent d'ions de même signe (§ 4.2.1).

Un dispositif à trois électrodes (Fig. 2.9) a été utilisé pour l'étude du comportement des granules conducteurs dans un champ ionisé caractérisé par une densité de charge d'espace qui varie périodiquement en fonction de temps. Les résultats expérimentaux sont présentés et discutés dans le § 4.2.2.

4.2.1. Evaluation de la charge maximale

Masuda et Mizuno [146] ont proposé une méthode de calcul de la charge maximale acquise par un granule sphérique en champ ionisé intermittent. Ils ont fait les hypothèses suivantes:

- la charge du granule n'est affectée que par le "bombardement ionique";
- la distorsion du champ produite par la charge d'espace est négligeable;
- le champ "appliqué" E_a , dû à la tension d'alimentation intermittente, a la variation montrée sur la Fig. 4.2.

Si $E_a = E_m$, les ions se dirigent vers la particule pendant un intervalle de temps t_1 . Lorsque $E_a = 0$ (intervalle de temps t_2), le granule se trouve au potentiel le plus élevé du système (en valeur absolue); par conséquent, il repousse les ions, en créant autour de lui une zone "interdite", vidée de charge. L'accumulation de charge sur le granule détermine une croissance progressive du volume occupé par la zone "interdite". A saturation, le rayon R_1 de cette zone est tel que les ions n'arrivent pas à atteindre le granule pendant le temps t_1 .

La charge de saturation Q^*_s diffère de celle qu'un granule acquiert en champ continu (Q_s).

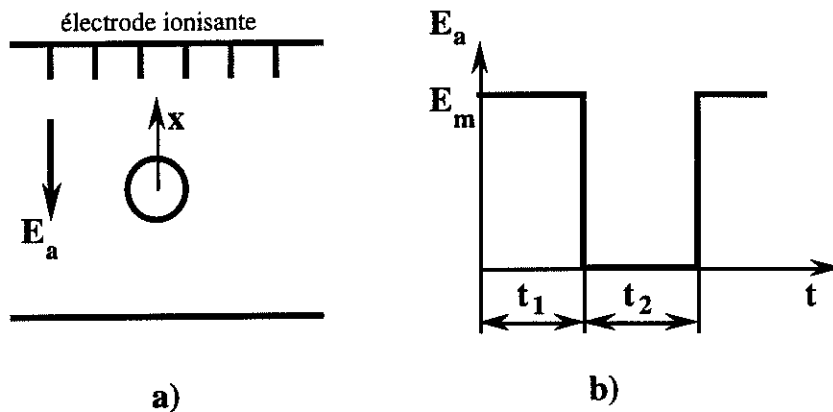


Fig. 4.2. Granule sphérique en champ ionisé intermittent; a) configuration d'électrodes; b) forme d'onde du champ "appliqué" E_a .

Pour calculer Q^*_s , on peut considérer le mouvement d'un ion situé sur l'axe x , le long duquel le champ électrique E a l'intensité maximum:

- pendant l'intervalle t_1 :

$$E_1 = - E_m(1 + 2R^3/x^3) + Q/(4\pi\epsilon_0x^2) \quad (4.23)$$

- pendant l'intervalle t_2 :

$$E_2 = Q/(4\pi\epsilon_0x^2) . \quad (4.24)$$

Lorsque $Q = Q^*_s$, un ion de mobilité k traverse la zone "interdite" de rayon R_1 , dans un sens, pendant l'intervalle de temps:

$$t_1 = \int_{R_1}^R \frac{dx}{kE_1(x)} ; \quad (4.25)$$

et dans l'autre sens, pendant l'intervalle de temps:

$$t_2 = \int_R^{R_1} \frac{dx}{kE_2(x)} ; \quad (4.26)$$

Ces équations permettent de trouver une relation entre la valeur normalisée de la durée d'une impulsion:

$$t_{1n} = kE_m t_1 / R \quad (4.27)$$

et la valeur normalisée de la charge de saturation:

$$Q^*_{sn} = Q^*_s / Q_s \quad (4.28)$$

où Q_s : charge maximum calculée avec la formule de Pauthenier (4.1).
Les résultats des calculs numériques pour trois valeurs du facteur de marche:

$$k_m = t_1 / (t_1 + t_2) \quad (4.44)$$

sont représentés sur la Fig. 4.3.

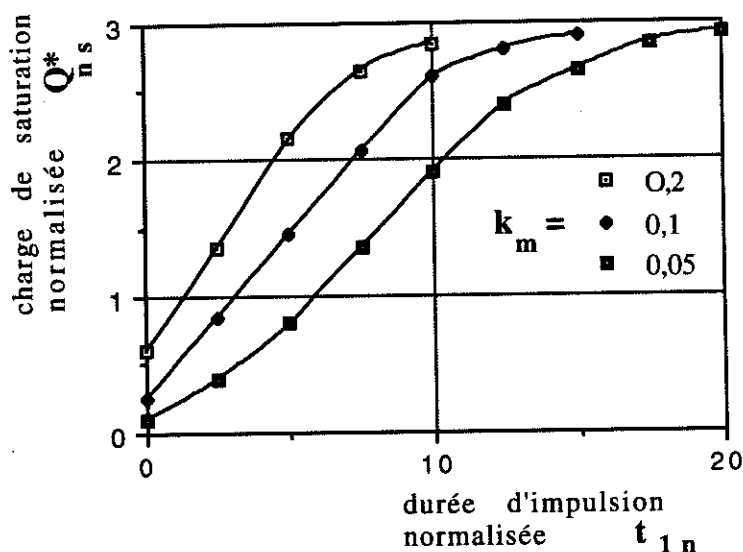


Fig. 4.3. Valeurs calculées de la charge de saturation normalisée $Q^*_{sn} = Q^*_s / Q_s$ en fonction de la durée d'impulsion normalisée $t_{1n} = kE_m t_1 / R$, pour trois valeurs du facteur de marche $k_m = t_1 / (t_1 + t_2)$.

Une situation d'intérêt pratique pour la séparation électrostatique des matériaux granulaires est celle où l'alimentation des électrodes est faite en tension redressée bi-alternance non-filtrée.

Le champ "appliqué" a l'expression:

$$E_a = E_m |\sin(\omega t)| . \quad (4.30)$$

où $\omega = 2\pi f$: pulsation de la tension alternative redressée. La vitesse d'un ion sur l'axe x de champ maximum s'écrit:

$$dx/dt = k[- E_m(1 + 2R^3/x^3) |\sin(\omega t)| + Q/(4\pi\epsilon_0 x^2)] . \quad (4.31)$$

Si $Q = Q^*_s$, cette vitesse passe par zéro aux deux instants:

- t' , lorsque le champ "appliqué" devient plus fort que le champ de répulsion créé par Q^*_s et les ions situés à la périphérie de la zone "interdite" ($x = R_1$) sont dirigés vers le granule;

- t'' , quand l'effet de Q^*_s commence à surpasser celui de E_a et les ions sont repoussés de la surface du granule ($x = R$). Les valeurs de t' et de t'' doivent donc satisfaire les équations suivantes:

$$E_m(1 + 2R^3/R_1^3) |\sin(\omega t')| = Q^*_s/(4\pi\epsilon_0 R_1^2) , \quad (4.32)$$

$$3E_m |\sin(\omega t'')| = Q^*_s/(4\pi\epsilon_0 R^2) . \quad (4.33)$$

Les ions de mobilité k traversent la zone "interdite", dans un sens, pendant l'intervall de temps:

$$\frac{\pi}{\omega} - t' - t'' = \int_{R_1}^R \frac{dx}{kE_1(x)} ; \quad (4.34)$$

et dans l'autre sens, pendant l'intervall de temps:

$$t' + t'' = \int_R^{R_1} \frac{dx}{kE_1(x)} ; \quad (4.35)$$

où

$$E_1(x) = - E_m(1 + 2R^3/x^3) |\sin(\omega t)| + Q^*_s/(4\pi\epsilon_0 x^2) . \quad (4.36)$$

Le système d'équations (4.32)...(4.35), avec les inconnus t' , t'' , Q^*_s et R_1 peut être résolu numériquement pour des diverses valeurs de R et de E_m .

4.2.2. Particularités de comportement des granules en champ ionisé intermittent

Plusieurs expériences ont été effectuées avec le dispositif montré sur Fig. 2.11, en connectant l'électrode ionisante à une source de haute tension intermittente périodique [147], dont la fréquence est 250 impulsions/seconde. La source (Fig. 4.4) comporte un transformateur à haute tension (HVT) suivi par une diode (HVD), une capacité de filtrage (C) et un dispositif rotatif (RSG) qui connecte périodiquement l'électrode ionisante à la tension continue V_c . La forme d'onde de la tension fournie par ce générateur est montrée sur Fig. 4.5.

L'étude a porté sur des sphères en résine, $2R = 1,3$ mm, de masse volumique $1,2 \times 10^3$ Kg/m³, recouvertes de peinture à l'argent. Le comportement des granules dans les conditions de cette expérience [148] est similaire aux cas présentés au § 3.3.1. La valeur de la tension $V_{f,v.e.}$ à laquelle l'effet du vent électrique commence à se manifester est supérieure au seuil déterminé sous tension continue (Fig. 4.6).

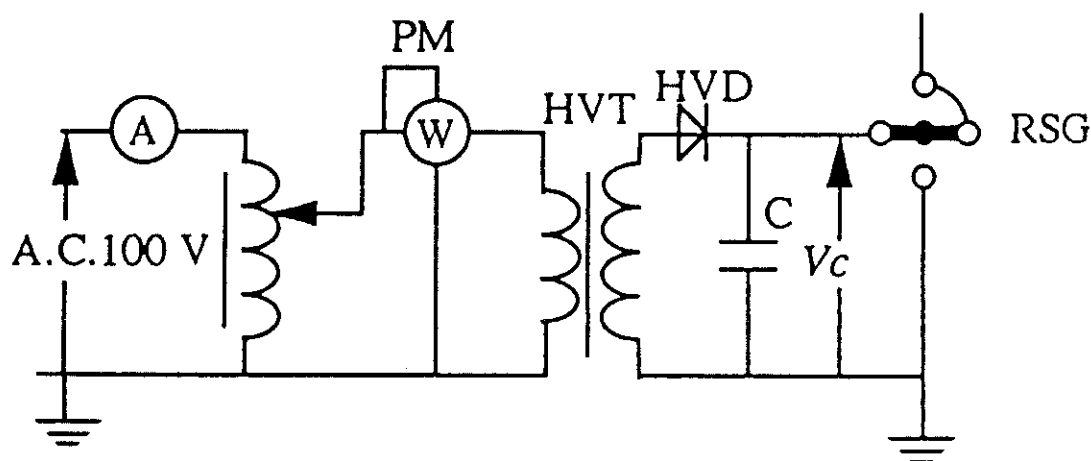


Fig. 4.4. Représentation schématique du générateur à haute tension intermittente périodique (impulsions carées, 250 Hz); HVT: transformateur à haute tension; HVD: diode à haute tension (100 kV, 100 mA); RSG: dispositif rotatif pour connecter périodiquement l'électrode ionisante à la tension continue V_c ; C: capacité de filtrage 21,6 nF.

5.00 kV/div 2.00 ms/div

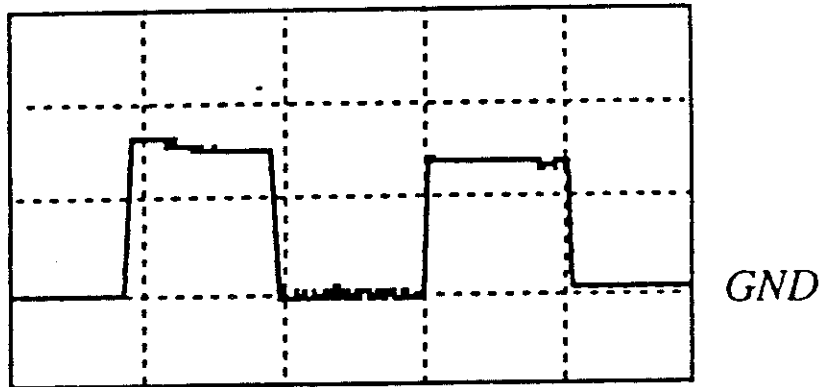


Fig. 4.5. Formes d'onde de la tension intermittente d'alimentation de l'électrode ionisante.

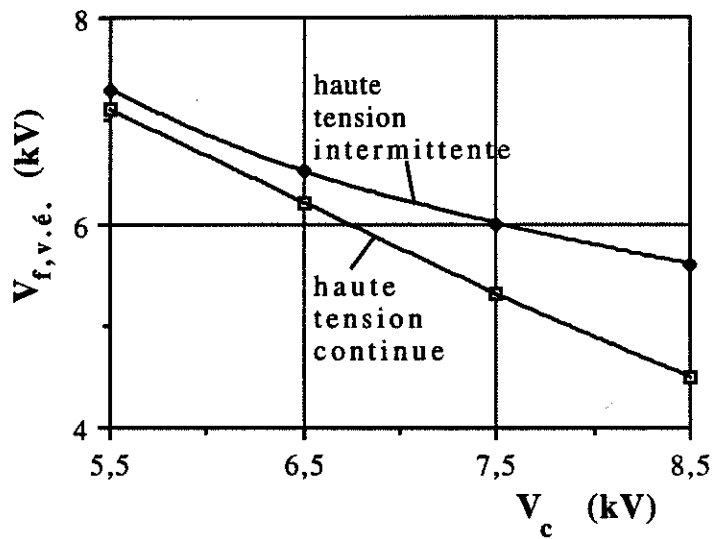


Fig. 4.6. Influence du potentiel V_c (continu ou intermittent) de l'électrode couronne (polarité positive) sur le seuil de tension $V_{f,v.é.}$, auquel se manifeste l'effet du vent électrique sur des sphères $\varnothing 1,3$ mm, $1,2 \times 10^3$ kg/m³, recouvertes de peinture à l'argent (distance entre électrodes: $s = 15$ mm).

Par contre, les petites oscillations verticales des granules se transforment en mouvements de va-et-vient entre électrodes aux tensions $V_{f,v-v}$ inférieures à celles enregistrées en champ ionisé continu, à la même valeur de V_c (Fig. 4.7).

Les observations peuvent être expliquées par le fait qu'à la même tension V_c appliquée à l'électrode ionisante, la densité de la charge d'espace est moins importante dans le cas de l'alimentation intermittente. Par conséquent, l'effet du vent électrique est moins forte, d'où l'augmentation de la tension $V_{f,v.e.}$, et la variation de la charge du granule est moins rapide, la force qui entraîne le granule vers l'électrode de polarité opposée diminue plus lentement et la tension $V_{f,v-v}$ décroît par rapport au cas du champ ionisé continu.

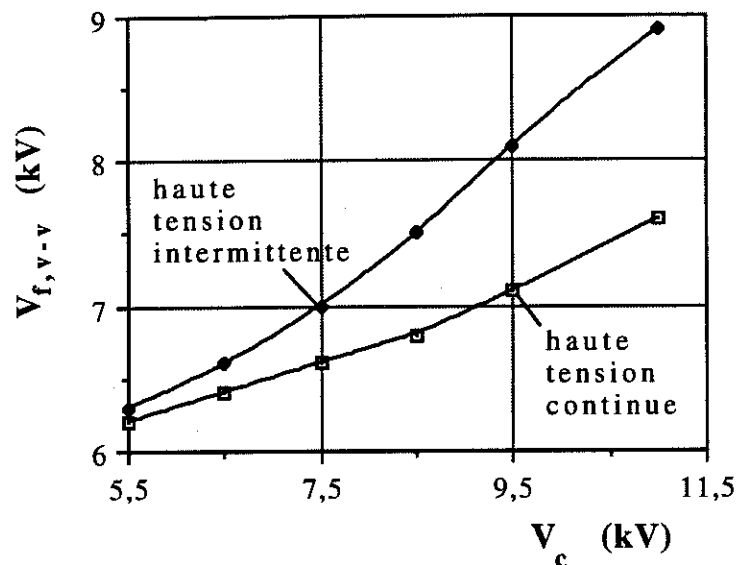


Fig. 4.7. Influence du potentiel V_c (continu ou intermittent) de l'électrode ionisante (polarité positive) sur le seuil de tension $V_{l,v-v}$, auquel les petites oscillations verticales se transforment en mouvements de va-et-vient entre les électrodes ($s = 15$ mm), dans les cas des sphères en résine $\varnothing 1,3$ mm, de masse volumique $1,2 \times 10^3$ kg/m³, recouvertes de peinture à l'argent.

Les oscillations verticales des granules en champ intermittent sont, en général, plus amples et moins régulières qu'en champ continu, mais une évaluation quantitative de ce phénomène n'a pas été possible dans les conditions de cette expérience.

4.3. Claquage dû aux granules conducteurs mobiles entre électrodes dans l'air ionisé

Un granule conducteur mobile dans un champ ionisé et qui ne se trouve pas en contact avec une électrode acquiert une charge Q_s supérieure à Q_m (charge acquise par le même granule en contact avec une électrode en champ harmonique). Par conséquent, le renforcement du champ électrique produit par un tel granule est plus important (§ 4.3.1). Une décharge se produit entre le granule chargé à Q_s et l'électrode de polarité opposée à des distances supérieures au cas du champ non-ionisé. Ces micro-décharges, dont les conditions d'apparition sont analysées dans le § 4.3.2, peuvent engendrer le claquage de l'air atmosphérique ionisé entre deux électrodes (§ 4.3.3) aux tensions inférieures à celles enregistrées en champ harmonique.

4.3.1. Renforcement du champ électrique dû aux granules chargés en champ ionisé

Le logiciel CSP a été utilisé pour évaluer le renforcement du champ électrique produit par un granule sphérique chargé avec $Q_s = 1,825 Q_m$ (Fig. 4.8):

$$E/E_0 = 3,65 (x/R)^{-0,8} \quad (4.37)$$

à $x/R < 1$. La valeur de E/E_0 augmente par rapport au cas $Q = Q_m$. Si on compare (4.37) avec (1.37), on voit que $(Q_s/Q_m)^{-0,5} = 1,37 \approx 3,65/2,63$ d'où on tire la relation:

$$E/E_0 = 2,63 (Q_s/Q_m)^{-0,5} (x/R)^{-0,8} \quad (4.38)$$

Le Tableau 4.1 donne aussi les valeurs du potentiel V_g des granules chargés. On retrouve l'observation faite au § 1.2.4:

$$(V_g/x)/E_0 \approx E/E_0 \quad (4.39)$$

pour $x/R < 0,5$.

Le champ entre granule et électrode est donc quasi-uniforme:

$$E_{moy} = V_g/x \approx E, \quad (4.40)$$

lorsque la distance x est inférieure à $R/2$ (Fig. 4.9). Par conséquent, la loi de Paschen peut être utilisée pour évaluer la condition de claquage au moment où un granule sphérique chargé s'approche d'une électrode de polarité opposée.

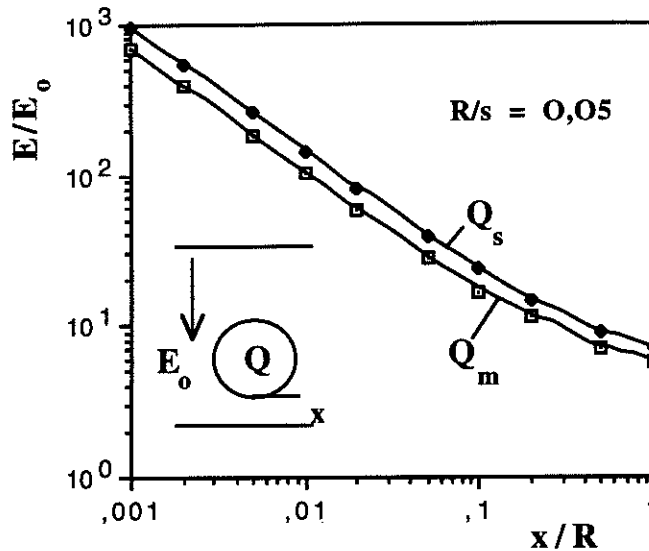


Fig. 4.8. Résultats du calcul numérique du renforcement du champ électrique produit par une sphère chargée de rayon R , à la distance x/R d'une électrode de polarité opposée (Q_m représente la charge maximum au moment où la sphère est posée sur une électrode; Q_s est la charge maximum de la même sphère dans un champ électrique uniforme mono-ionisé E_0).

Tableau 4.1. Potentiel V_g des granules sphériques $R/s = 0,06$, ayant la charge Q_s , et le renforcement du champ électrique E/E_0 produit par ceux-ci.

x/R	V_g/V	$(V_g/x)/E_0$	E/E_0
0,1	0,146	24,3	22,40
0,2	0,165	13,75	14,90
0,5	0,206	6,68	9,40
1	0,255	4,25	7,34
7,2	0,655	1,52	6,08

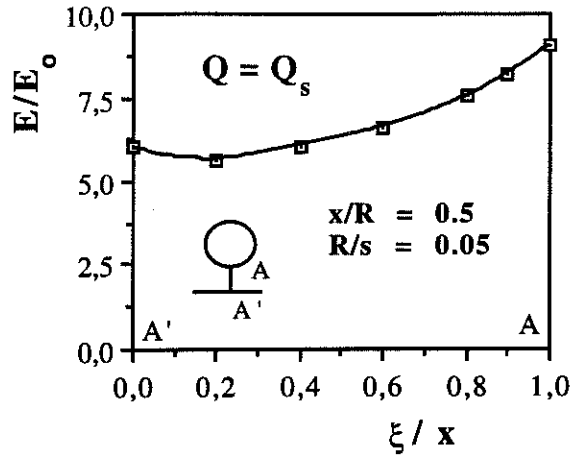


Fig. 4.9. Distribution du champ électrique entre un granule sphérique de rayon R chargé avec $Q = Q_s$ et une électrode de polarité opposée, situé à la distance x (ξ : coordonnée le long de l'axe du système d'électrodes, entre A' et A ; s : distance entre électrodes; E_0 : intensité moyenne du champ électrique entre électrodes, en l'absence du granule).

Les granules cylindriques chargés avec $Q = Q_s$ produisent un renforcement de champ très important lorsqu'ils arrivent à proximité d'une électrode de polarité opposée (**Fig. 4.10**):

$$E/E_0 = 16,9 (x/R)^{-0,77} \quad (4.41)$$

Si on calcule le renforcement du champ produit par le même granule, mais portant la charge $Q = Q_m$, on trouve:

$$E/E_0 = 13,6 (x/R)^{-0,77} \quad (4.42)$$

d'où on tire la relation:

$$E/E_0 = 13,6 (Q_s/Q_m)^{0,5} (x/R)^{-0,77} \quad (4.43)$$

puisque: $(Q_s/Q_m)^{0,5} \approx 1,41^{0,5} \approx 16,9/13,6$.

La distribution du champ électrique entre le granule et l'électrode située à une distance $x = R$, dans les deux situations, $Q = Q_s$ et $Q = Q_m$, est montrée sur la **Fig. 4.11**.

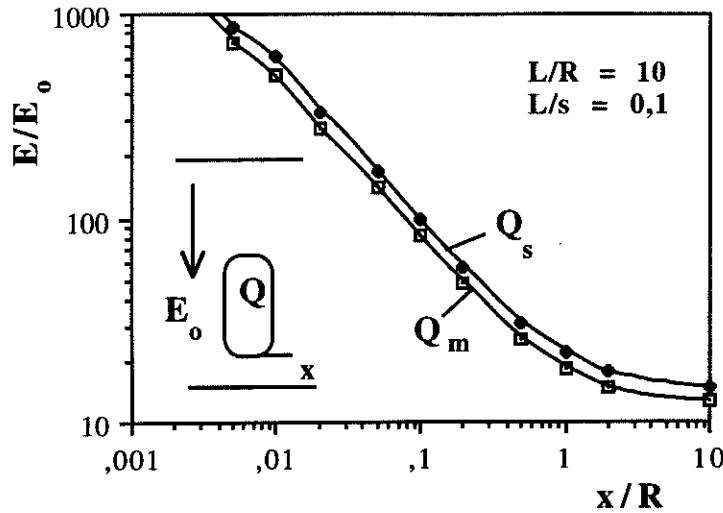


Fig. 4.10. Résultats du calcul numérique du renforcement du champ électrique produit par un cylindre vertical chargé de rayon R et de longueur L , à la distance x/R d'une électrode plane horizontale de polarité opposée (Q_m représente la charge maximum au moment où le granule est posé verticalement sur une électrode; Q_s est la charge maximum d'un cylindre, dont l'axe est parallèle à la direction d'un champ électrique uniforme, mono-ionisé).

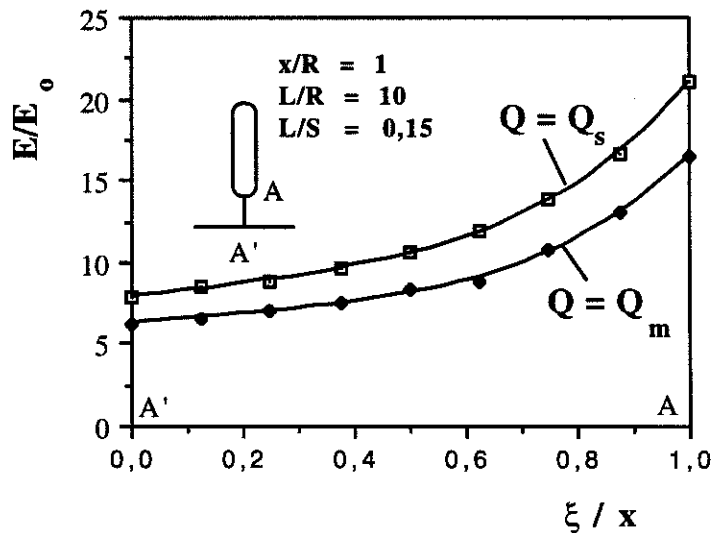


Fig. 4.11. Distribution du champ électrique entre un granule cylindrique de rayon R et de longueur L , chargé avec $Q = Q_s$, et une électrode de polarité opposée, situé à la distance x (ξ : coordonnée à long de l'axe du système d'électrodes, entre A' et A ; s : distance entre électrodes).

4.3.2. Micro-décharges entre un granule chargé et une électrode de polarité opposée, en champ ionisé

Les calculs présentés au § 4.3.1 ont été effectués sans prendre en compte la modification de la distribution du champ électrique déterminée par la présence de la charge d'espace. En champ plan, par exemple, les valeurs de E_0 à la surface de l'électrode non-ionisante peuvent être $1 < k_E \ll 1,5$ fois celles calculés avec le rapport V/s (potentiel/distance entre électrodes). Il y a donc au moins deux raisons pour lesquelles le risque d'apparition d'une micro-décharge entre un petit objet chargé et une électrode de polarité opposée est plus important dans un champ ionisé que dans un champ harmonique:

- 1) la charge maximale Q_s d'un granule en champ ionisé est supérieure à la charge maximale Q_m acquise par le même granule en contact avec une électrode affectée d'un champ harmonique;
- 2) à la même tension V entre électrodes, le champ à proximité de l'électrode non-ionisante est plus intense en présence de charge d'espace.

Sur Fig. 4.12 on a représenté les courbes $Q_c = f(E_0)$, calculées par le logiciel "Décharge", Q_c étant la valeur critique de la charge qui détermine l'apparition d'une micro-décharge entre un granule et une électrode, à une distance donnée x , dans un champ harmonique d'intensité E_0 . Les intersections de ces courbes avec la droite $Q_s = f(E_0)$ donnent les valeurs du champ moyen E_0 auxquelles une micro-décharge peut se produire si un granule de charge Q_s arrive à une distance x d'une électrode de polarité opposée. Ces valeurs ($E_0 = 7,5$ kV/cm, à $x = 0,05$ mm; $E_0 = 8,75$ kV/cm, à $x = 0,125$ mm) sont inférieures à celles qui correspondent au cas d'un granule portant la charge Q_m ($E_0 = 10,6$ kV/cm, à $x = 0,05$ mm; $E_0 = 12,5$ kV/cm, à $x = 0,125$ mm).

Si, en plus, on prend en compte avec le coefficient k_E l'effet d'intensification du champ à la surface de l'électrode collectrice en présence d'une forte injection ionique, on peut affirmer que les micro-décharges peuvent se produire pour des tensions entre électrodes représentant environ $(7,5/10,6)/k_E \approx 2/3$ des valeurs enregistrées en champ harmonique.

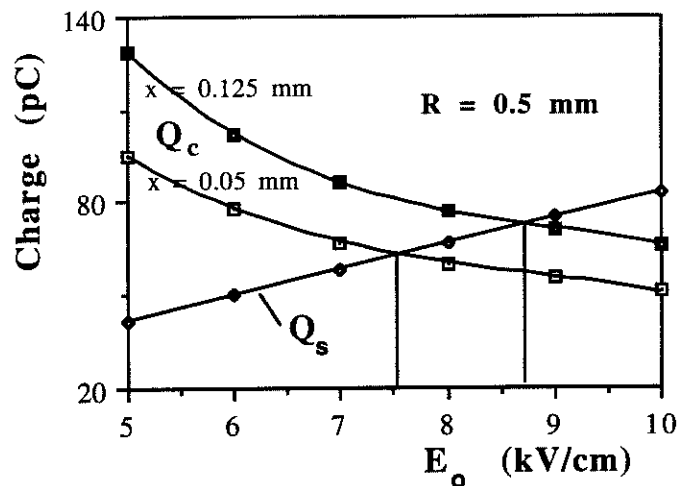


Fig. 4.12. Détermination graphique de l'intensité du champ moyen E_0 à laquelle une micro-décharge se produit lorsqu'un granule sphérique de rayon $R = 0,5$ mm, chargé avec $Q = Q_s$, arrive à une distance x d'une électrode de polarité opposée.

4.3.3. Claquage entre électrodes

Le granule qui, après une micro-décharge, se trouve au même potentiel qu'une électrode située à une distance x produit un renforcement du champ électrique fonction linéaire de x (Fig. 1.12). Puisque x_c (séparation granule-électrode au moment d'apparition de la micro-décharge) dépend de la charge Q portée par le granule (§ 1.3.2 et § 4.3.2), il est sûr que sa valeur sera supérieure en champ ionisé, où la valeur de la charge maximale est Q_s , par rapport au champ harmonique, où la charge d'un granule ne peut pas dépasser Q_m . Par conséquent, la tension de claquage en présence d'un charge d'espace est inférieure au cas où l'injection ionique est nulle.

La distribution du champ électrique entre une électrode et un granule cylindrique qui se trouve au potentiel de l'autre électrode est donnée sur la Fig. 4.13. En utilisant ce résultat, on peut ensuite évaluer, avec le logiciel présenté au § 1.3.3, les conditions de claquage de l'air entre les deux électrodes planes.

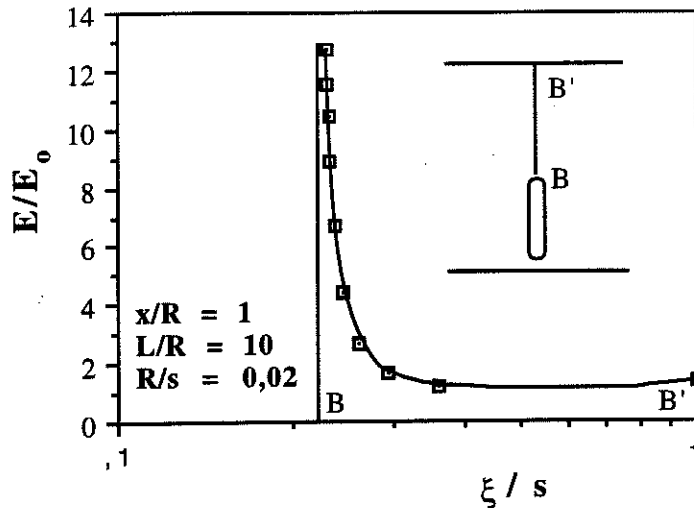


Fig. 4.13. Champ électrique entre les points B et B' (le cylindre de rayon R et de longueur L est au potentiel de l'électrode inférieure, à une distance x de celle-ci; ξ : coordonnée le long de l'axe du système d'électrodes; s: distance entre électrodes).

Les résultats montrés sur les Fig. 4.14 et Fig. 4.16 ont été obtenus dans l'hypothèse que la distribution du champ électrique E entre les deux électrodes planes en l'absence du granule est donnée par la relation (2.26).

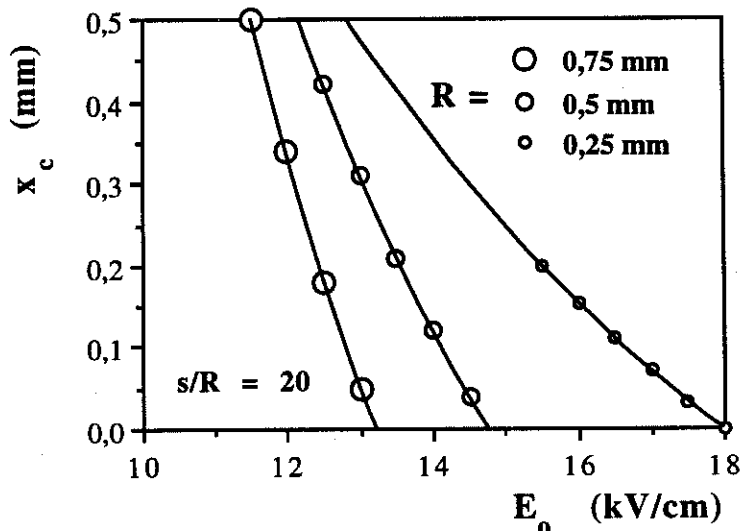


Fig. 4.14. Evaluation numérique des conditions de claquage de l'air ionisé, entre deux électrodes planes, en présence de sphères de rayons R divers. (x_c : distance entre le granule et l'électrode avec laquelle il est court-circuité; E_0 : champ moyen, défini comme le rapport tension/distance entre électrodes).

Les courbes représentées sur les Fig. 4.15 et 4.17 confirment que l'ionisation modifie les conditions de claquage.

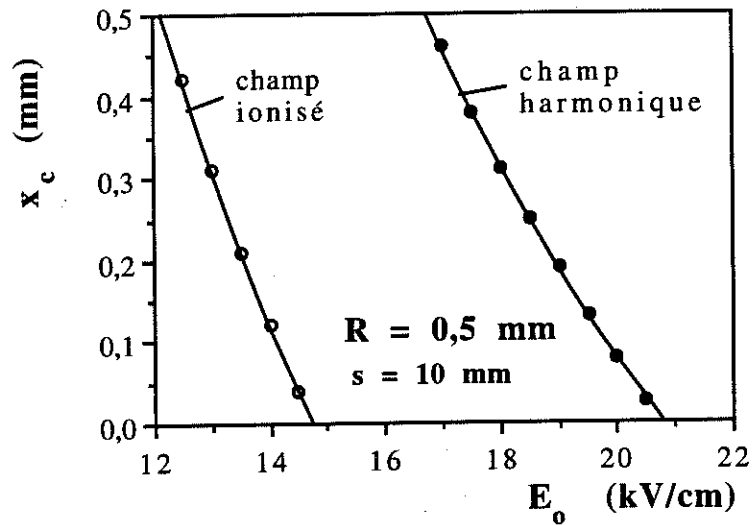


Fig. 4.15. Comparaison entre les conditions de claquage en champ ionisé et harmonique, dans l'air atmosphérique, en présence des granules sphériques $R = 0,5$ mm. (x_c : distance entre le granule et l'électrode avec laquelle il est court-circuité; E_0 : champ moyen, défini comme le rapport tension/distance entre deux électrodes planes).

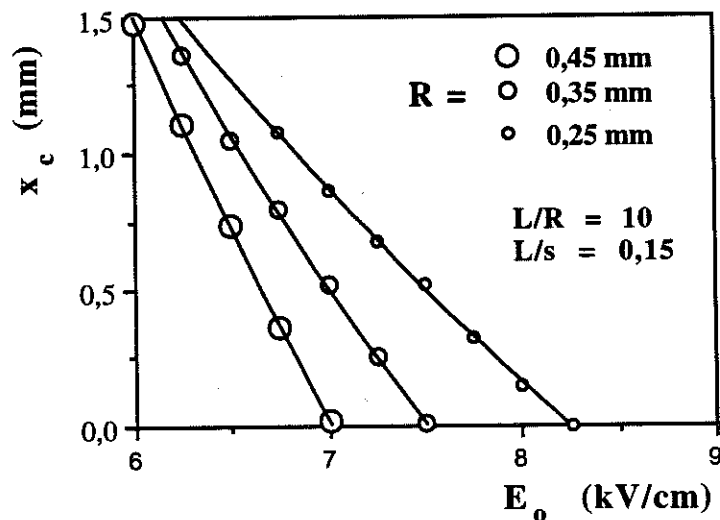


Fig. 4.16. Evaluation numérique des conditions de claquage de l'air ionisé, entre deux électrodes planes, en présence de granules cylindriques de rayons R divers. (x_c : distance entre le granule et l'électrode avec laquelle il est court-circuité; E_0 : champ moyen, défini comme le rapport tension/distance entre électrodes).

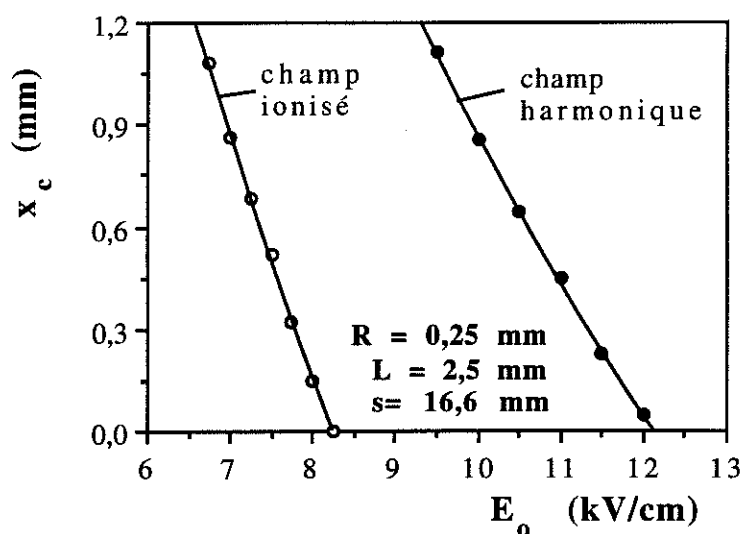


Fig. 4.17. Comparaison entre les conditions de claquage en champ ionisé et harmonique, dans l'air atmosphérique, en présence de granules cylindriques $R = 0,25$ mm. (x_c : distance entre le granule et l'électrode avec laquelle il est court-circuité; E_0 : champ moyen, défini comme le rapport tension/distance entre deux électrodes planes).

Le champ moyen E_0 auquel le claquage se produit est d'autant plus bas que la distance x_c est plus grande. Afin d'évaluer cette distance et de déterminer la tension de claquage, il faut établir le modèle mathématique complet et déterminer par calcul numérique le mouvement d'un granule de caractéristiques données (forme, dimensions, masse volumique), en champ ionisé, dans l'air atmosphérique, entre électrodes planes (chapitre 5)

Conclusions du Chapitre 4

1) Dès qu'un granule n'est plus en contact avec une électrode, le flux d'ions auquel il est soumis modifie sa charge et, par conséquent, la force qui agit sur lui. La charge maximale Q_s acquise en champ ionisé et la loi de charge en fonction du temps dépendent de la forme du granule et du caractère continu ou intermittent de l'ionisation. Les mouvements oscillatoires verticaux des granules en champ intermittent sont plus amples et moins réguliers qu'en champ continu.

2) Il y a deux raisons pour lesquelles la présence d'une charge d'espace augmente le risque d'apparition d'une micro-décharge entre un petit objet chargé et une électrode de polarité opposée dans un champ électrique: a) la charge maximale Q_s d'un granule en champ ionisé est supérieure à la charge maximale Q_m acquise par le même granule en contact avec une électrode affectée d'un champ harmonique; b) à la même tension V entre électrodes, le champ à proximité de l'électrode non-ionisante est plus intense si la densité de la charge d'espace est non-nulle.

3) La séparation granule-électrode au moment de l'apparition de la micro-décharge est plus grande en champ ionisé qu'en champ harmonique. Par conséquent, la tension de claquage en présence de charge d'espace est inférieure au cas où le champ est harmonique.

Chapitre 5

**MOUVEMENT
D'UN GRANULE CONDUCTEUR
EN CHAMP IONISE**

*"Le modèle est un cadre de réflexion,
un moyen de scruter le réel."*

Prof. R. Tomassone

La présence de la charge d'espace modifie d'une manière significative le comportement des granules conducteurs sous l'action d'un champ électrique. Le modèle mathématique [149] établi dans le **sous-chapitre 5.1** tient compte des divers effets observés expérimentalement. Il permet de décrire par calcul numérique (**sous-chapitre 5.2**) les mouvements des granules et les claquages engendrés par ceux-ci. La concordance entre les résultats des simulations numériques et les données expérimentales (**sous-chapitre 5.3**) confirme les interprétations que nous avons proposées aux divers phénomènes physiques.

5.1. Modèle mathématique

Le mouvement d'un granule dans un champ ionisé est décrit par un système d'équations différentielles (§ 5.1.1). Un algorithme de calcul est proposé (§ 5.1.2), afin d'intégrer ces équations.

5.1.1. Equations du mouvement

Le système d'équations différentielles (1.35), (1.36) établi pour des granules en champ harmonique reste valable dans le cas des champs ionisés, mais *la charge des objets est un fonction de temps*, exprimée par la relation (4.12). Les considérations théoriques et les observations expérimentales présentées dans les chapitres précédents permettent de décomposer le mouvement d'un granule sphérique en champ ionisé dans les étapes suivantes (Fig. 5.1):

(t_0): Le granule est *en contact* avec l'électrode inférieure du dispositif; il emporte la charge Q_m , exprimée avec les formules données sur le Tableau 1.1 et il est soumis à la force électrique F^* , qui peut être calculée avec une des formules (1.1) à (1.3), en tenant compte de la valeur du champ E_0 modifiée par la charge d'espace. Si cette valeur de E_0 est supérieure au champ de décollement déterminé au § 3.1.3, le granule se détache de l'électrode.

(t_1): Sous l'action de la force électrique F , dont l'expression a été établie au § 1.1.2, le granule *s'éloigne* de l'électrode inférieure. Au système d'équations différentielles (1.35), (1.36) qui décrit le mouvement en champ harmonique, on doit joindre l'équation (4.12), qui donne la variation de la charge Q du granule en champ ionisé. Il faut également tenir compte de la variation du champ E en fonction de la coordonnée verticale x , selon la formule (2.26). Les conditions initiales sont:

$$x(0) = 0; v(0) = 0; Q(0) = 0. \quad (5.1)$$

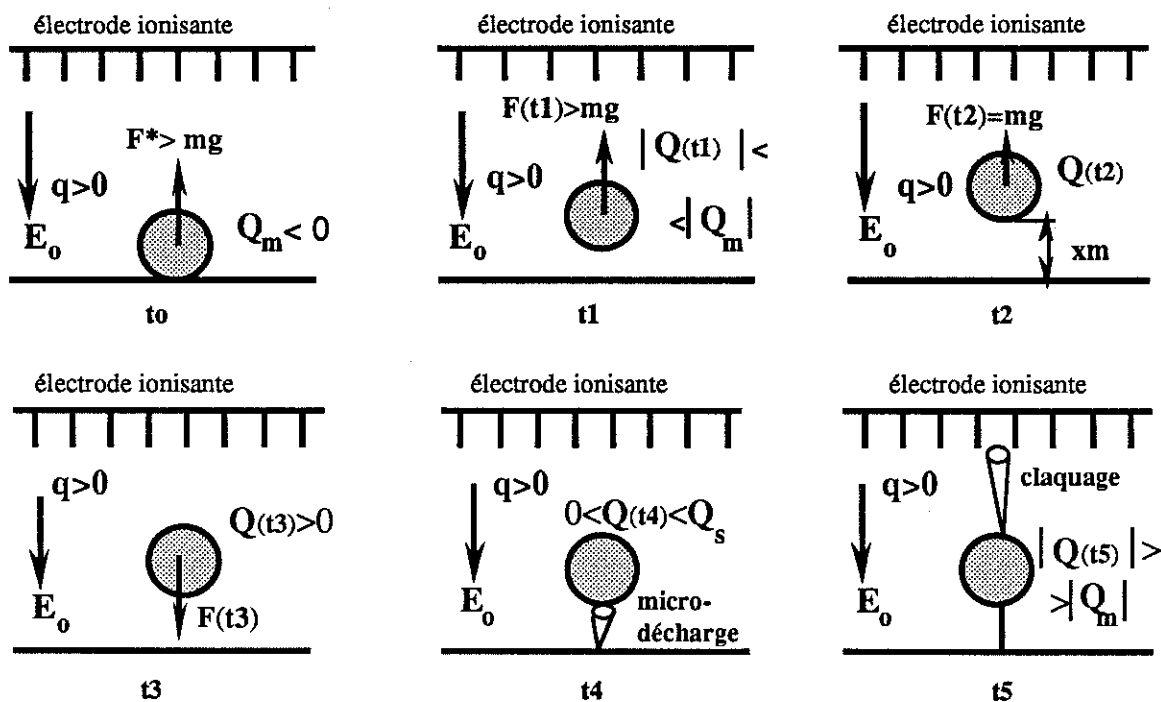


Fig. 5.1. Représentation schématique des phases du mouvement d'un granule sphérique en champ ionisé; (t_0): position initiale; (t_1): décollement; (t_2): position supérieure (x_m : amplitude verticale du mouvement); (t_3): descente; (t_4): micro-décharge; (t_5): contact avec l'électrode inférieure et claquage entre électrodes.

(t2): Par suite de la diminution rapide de la charge Q , l'accélération après le décollement décroît très vite, ce qui limite l'ascension de la particule. On appelle "*amplitude verticale du mouvement*" la valeur maximale x_m de l'excursion du granule au-dessus de l'électrode inférieure.

(t3): Au but d'un temps t_3 , le signe de la charge électrique devient opposé à celui de l'électrode d'où le granule a décollé. Ensuite, la force électrique s'ajoute à la force de la pesanteur et produit la *chute de la particule*.

(t4): Lorsque le granule chargé s'approche de l'électrode de polarité opposée à une distance critique x_{cr} qu'on détermine à partir des calculs présentés au § 4.3.2, une *micro-décharge* se produit entre les deux objets.

(t5) Par l'intermédiaire de la décharge électrique, supposée parfaitement conductrice, le granule est connecté à l'électrode inférieure, acquiert une charge Q (§ 1.1.2) supérieure en valeur absolue à Q_m et repart vers l'électrode de polarité opposée. Dans les conditions discutées au § 4.3.3, un *claquage* peut se produire entre l'extrémité supérieure du granule et cette électrode.

Si le claquage ne se produit pas, le granule au potentiel de l'électrode inférieure est soumis à une force électrique F dirigée vers l'électrode supérieure. Cette force peut déterminer le *changement de la direction du mouvement*, même avant le contact granule-électrode. Le plus souvent, la décélération n'est pas assez rapide et le granule, qui continue sa descente vers l'électrode inférieure, vient en contact avec celle-ci à une vitesse d'impact v_i . Après le contact, au moment t_0' , le granule *repart* vers l'électrode supérieure, à une vitesse:

$$v(t_0') = k_e \cdot v_i \quad (5.2)$$

(k_e : coefficient de rebond défini au § 1.2.3), avec la charge initiale:

$$Q(t_0') = Q_m. \quad (5.3)$$

La succession des phases (t1)- à (t5) se répète et le mouvement est décrit par les mêmes équations, avec les conditions initiales (5.2), (5.3) et:

$$x(t_0') = 0. \quad (5.4)$$

5.1.2. Algorithmme de calcul

A partir du modèle mathématique établie au § 5.1.1, un programme de calcul ("Décoll" - Annexe 5) a été écrit en Turbo Pascal, afin de simuler numériquement le mouvement d'un granule sphérique en champ ionisé, dans l'air atmosphérique. L'intégration du système d'équations différentielles qui constitue le noyau du modèle est effectuée à l'aide d'une *procédure de type Runge-Kutta*.

La valeur initiale du pas d'intégration $h = 10^{-5}$ s a été choisi en fonction d'une évaluation préliminaire de la constante de temps τ , calculée avec la formule (4.14). La mobilité des ions négatifs dans l'air est $k \approx 2 \times 10^{-4}$ m²/(Vs); avec une densité de la charge d'espace $q = 2 \times 10^{-4}$ C/m³, on trouve: $\tau \approx 1$ ms. Le pas d'intégration h peut croître jusqu'à la valeur $lim1 = 4 \times 10^{-5}$ s, si les variations de la distance x entre le granule et l'électrode ne sont pas très rapides. En tenant compte des observations expérimentales sur l'amplitude verticale du mouvement (x_m est d'ordre de 1 mm, dans les situations qui ont été étudiées), on a imposé à l'incrément de x par pas d'intégration une valeur maximale $lim = 4 \times 10^{-5}$ m.

Les caractéristiques des granules étudiés et la valeur moyenne du champ électrique sont des *variables du programme*. La mobilité des ions, la densité de la charge d'espace, la viscosité dynamique de l'air et le coefficient de rebond sont introduits dans le programme comme des *constantes*.

Pour l'évaluation des conditions d'apparition des micro-décharges, on utilise trois *tableaux de données*: **champ**, **espace** et **charge**, provenant du programme CSP. Les deux derniers tableaux contiennent respectivement les coordonnées verticales ξ et les charges Q auxquelles on a déterminé les valeurs du champ électrique E contenues dans le tableau **champ**. Avec la procédure "**chargebd**", on réalise l'évaluation des conditions (Q, x) dans lesquelles une décharge se produit entre un granule et une électrode affectée d'un champ E_0 .

Un avantage du programme "Décoll" est la possibilité de simuler les variations du champ appliqué E_0 et de la densité de la charge d'espace en fonction du temps t . Les procédures "**pulse**" et "**pulse 1**" définissent les conditions spécifiques des systèmes d'électrodes alimentées avec de hautes tensions intermittentes.

En ce qui concerne la distribution spatiale du champ électrique, "Décoll" est capable d'assurer la simulation de deux situations: - E est constant par rapport à ξ et égal à E_0 (cas des systèmes fil et cylindre coaxiaux); - E est exprimé en fonction de ξ avec la relation (2.23). établie en champ ionisé plan. Dans la plupart des simulations, les calculs ont été effectués en considérant la première situation.

Trois procédures spéciales ("maxx", "maxv", "vinit") assurent le calcul de certains paramètres caractéristiques du mouvement d'un granule, comme l'amplitude verticale x_m et la vitesse maximale v_m entre deux contacts successifs avec l'électrode, ainsi que la vitesse d'impact v_i . A chaque pas d'intégration, le programme teste les conditions pour un impact granule-électrode et pour l'apparition d'une décharge électrique entre le granule et l'électrode.

Après l'impact, simulé par la procédure "contact", les valeurs initiales pour le prochain pas d'intégration avec la procédure Runge-Kutta sont:

$$x = 0; v = -k_e v_i; Q = Q_m. \quad (5.4)$$

L'apparition d'une micro-décharge impose, du point de vue du programme, la modification, par l'intermédiaire de la procédure "breakdown", de la charge Q portée par un granule, qui devient égale à la valeur d'une fonction $Q_{icmc}(x)$, donnée par la relation (1.7).

Le programme donne la possibilité de représenter les variations de x , v et Q en fonction du temps t ; il permet également de calculer la valeur moyenne $x_{m moy}$ de l'amplitude verticale du mouvement et la fréquence des impacts entre le granule et l'électrode.

5.2. Simulations numériques

Même si le modèle mathématique n'est qu'une représentation simplifiée de la réalité, les simulation numériques restent un moyen efficace de scruter l'influence des divers paramètres électriques (niveau de la haute tension, densité de la charge d'espace) ou mécaniques (coefficient de rebond) sur les mouvements des granules en champ continu (§ 5.2.1) ou intermittent (§ 5.2.2).

5.2.1. Mouvements des granules en champ ionisé continu

Les simulations ont été effectuées pour des sphères $R = 0,5$ mm, $\rho = 1500$ kg/m³, dont les caractéristiques sont proches de celles des granules utilisés dans la plupart des expérimentations. *On peut ainsi confronter les résultats des calculs numériques avec les observations expérimentales.*

Les valeurs calculées qui sont représentées sur les Fig. 5.2 et 5.4 confirment, par exemple, l'effet de l'intensification du champ électrique sur l'amplitude verticale des mouvements. Dans le premier cas étudié (*densité de la charge d'espace supposée constante - Fig. 5.2*), l'amplitude verticale moyenne x_{moy} est plus que double (de 2 mm à 4,1 mm), lorsque le champ électrique passe de 5 kV/cm à 7 kV/cm. Si le champ électrique reste entre ces limites, il n'y a pas de micro-décharges entre le granule et l'électrode.

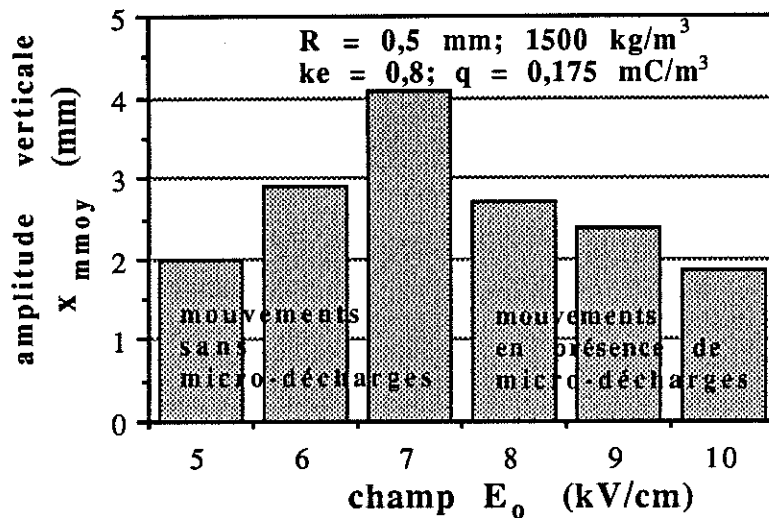


Fig. 5.2. Amplitude moyenne x_{moy} des mouvements des granules sphériques $R = 0,5$ mm, de masse volumique 1500 kg/m³, en fonction de l'intensité du champ électrique appliqué E_0 , pour une densité de la charge d'espace constante $q = 0,175$ mC/m³.

Aux valeurs du champ électrique supérieures à 7 kV/cm, des micro-décharges se produisent entre le granule et l'électrode, ce qui explique le fait que l'amplitude verticale diminue progressivement.

Après une telle micro-décharge, la charge du granule change de signe. Par conséquent, il n'est plus attiré par l'électrode inférieure, mais repoussé par celle-ci. Son mouvement vers l'électrode inférieure est donc fortement freiné et l'impact granule-électrode se produit à une vitesse v_i réduite (on a simulé aussi des situations où le granule ne revient plus en contact avec l'électrode; il change le sens de son mouvement avant d'avoir parcouru la distance qui le sépare). La vitesse après rebond $v = k_e v_i$ décroît elle-aussi, d'où la diminution de l'amplitude verticale du mouvement et de l'intervalle de temps entre deux impacts successifs (Fig. 5.3).

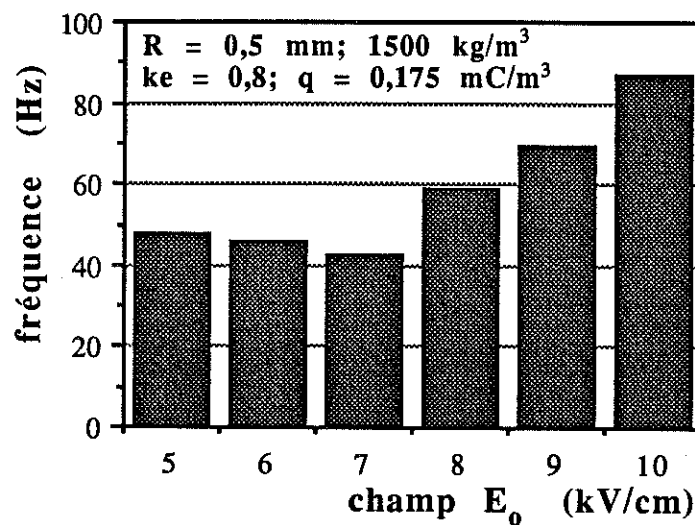


Fig. 5.3. Fréquence des impacts entre des sphères $R = 0,5$ mm, de masse volumique 1500 kg/m^3 , et une électrode affectée d'un champ électrique E_0 , pour une densité de la charge d'espace constante $q = 0,175 \text{ mC/m}^3$.

Si la densité de la charge d'espace q varie avec le champ électrique (Fig. 5.4), la croissance de $x_{m moy}$ en fonction de E_0 est moins importante qu'au cas précédent (de 2 mm pour $E_0 = 5 \text{ kV/cm}$, à 3 mm pour $E_0 = 7 \text{ kV/cm}$). Ce résultat est en bon accord avec les observations expérimentales et les prévisions théoriques. Les valeurs supérieures de q déterminent la réduction du temps caractéristique τ de la variation de la charge Q . Par conséquent, Q diminue en valeur absolue et change de signe plus vite. La force électrique qui entraîne le granule en direction verticale étant proportionnelle avec Q , l'amplitude verticale $x_{m moy}$ sera réduite.

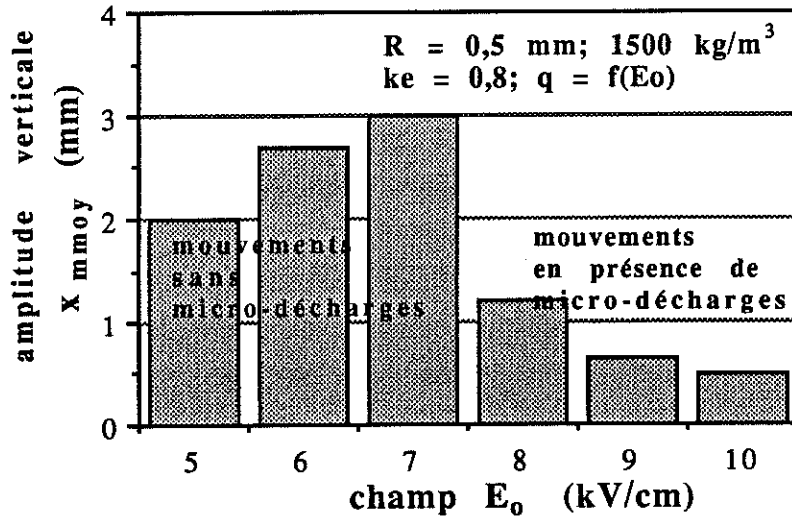


Fig. 5.4. Amplitude moyenne $x_{m moy}$ des mouvements des granules sphériques $R = 0,5$ mm, de masse volumique 1500 kg/m^3 , en fonction de l'intensité du champ électrique appliqué E_0 , pour une densité de la charge d'espace q supposée proportionnelle à E_0 .

A un champ électrique constant et au-dessous du seuil d'apparition des micro-décharges, l'augmentation de la densité de la charge d'espace q détermine la diminution de l'amplitude verticale $x_{m moy}$ (Fig. 5.5), accompagnée d'une *croissance de fréquence des impacts granule-électrode* (Fig. 5.6).

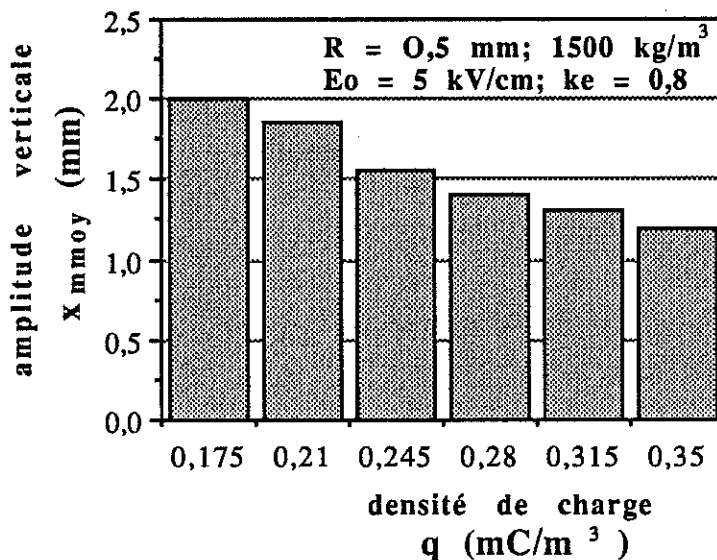


Fig. 5.5. Amplitude moyenne $x_{m moy}$ des mouvements des sphères $R = 0,5$ mm, de masse volumique 1500 kg/m^3 , en fonction de la densité de la charge d'espace q , dans un champ électrique constant $E_0 = 5 \text{ kV/cm}$.

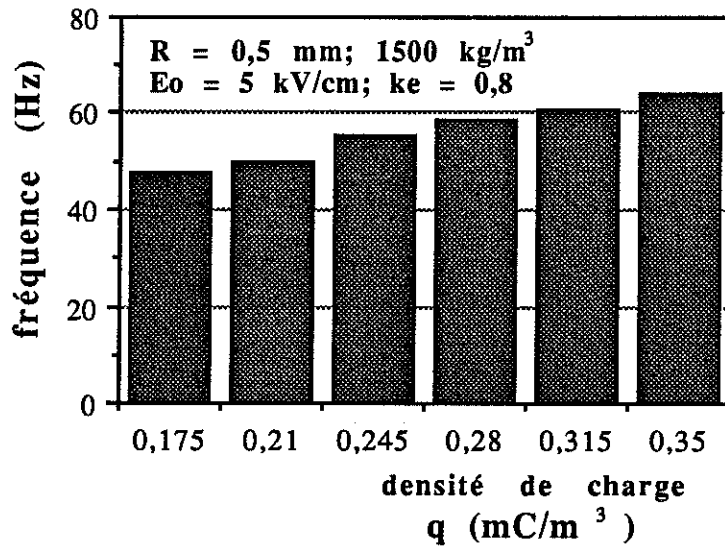


Fig. 5.6. Fréquence des impacts entre des sphères $R = 0,5$ mm, de masse volumique 1500 kg/m^3 , avec une électrode affectée d'un champ électrique constant $E_0 = 5$ kV/cm, en présence d'une charge d'espace de densité q .

Ces effets sont confirmés par des simulations effectuées avec un granule de masse volumique différente ($\rho = 1700 \text{ kg/m}^3$) dans l'hypothèse d'une densité de la charge d'espace qui varie avec le champ E_0 (Fig. 5.7).

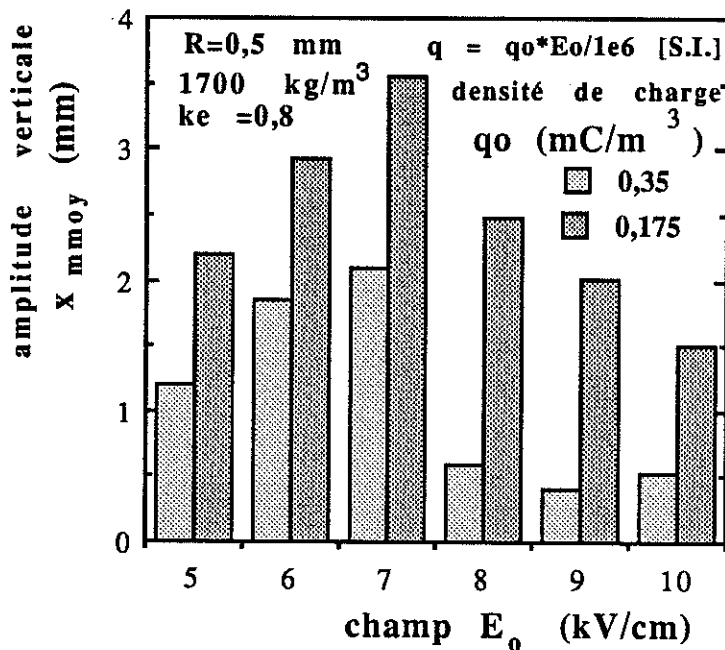


Fig. 5.7. Amplitude moyenne x_{moy} des mouvements des sphères $R = 0,5$ mm, 1700 kg/m^3 , en fonction du champ E_0 , pour q supposé proportionnel à E_0 .

Pour des valeurs identiques du champ électrique et de la densité de la charge d'espace, les mouvements des granules plus lourds sont caractérisés par des amplitudes verticales inférieures (Fig. 5.8).

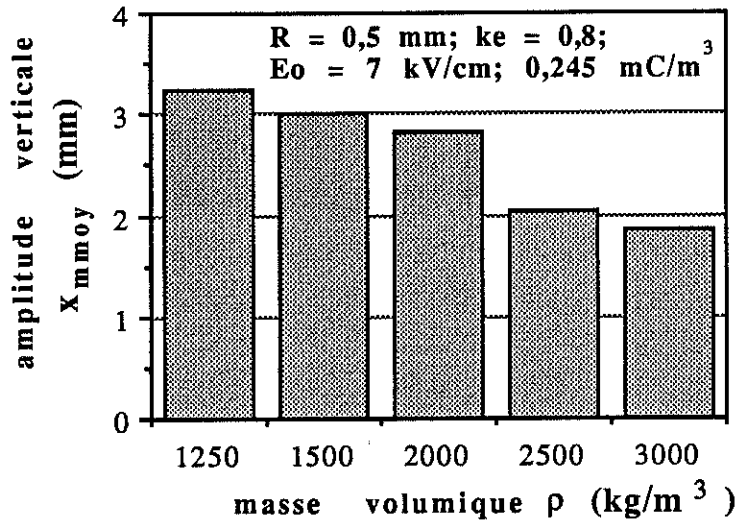


Fig. 5.8. Amplitude moyenne $x_{m \text{ moy}}$ du mouvement vertical des sphères $R = 0,5$ mm, de diverses masses volumiques, dans un champ $E_0 = 7$ kV/cm, à une densité constante de la charge d'espace.

La concordance entre les valeurs calculées et réelles de $x_{m \text{ moy}}$ a été obtenu en choisissant le coefficient de rebond convenable $k_e = 0,8$ (confirmé aussi expérimentalement). L'effet de ce coefficient sur les résultats calculés est très important: pour deux granules de même caractéristiques géométriques et massiques, la modification de k_e de 0,8 à 0,9 détermine plus que le triplement de l'amplitude $x_{m \text{ moy}}$ (Fig. 5.9 et Fig. 5.10).

Le logiciel "Décoll" calcule, en effet, les valeurs instantanées de la position x et de la charge Q du granule. Les représentations graphiques données sur la Fig. 5.11 mettent en évidence l'effet de la croissance du champ électrique: à $E_0 = 8$ kV/cm, une micro-décharge électrique se produit entre le granule et l'électrode. L'amplitude du mouvement décroît à 0,6 mm, ce qui ne représente que 1/3 de la valeur maximale de x à $E_0 = 6$ kV/cm. L'intervalle de temps entre deux impacts successifs se réduit de 18 ms pour $E_0 = 6$ kV/cm, à 8 ms pour $E_0 = 8$ kV/cm et à 6 ms pour $E_0 = 10$ kV/cm (Fig. 5.12).

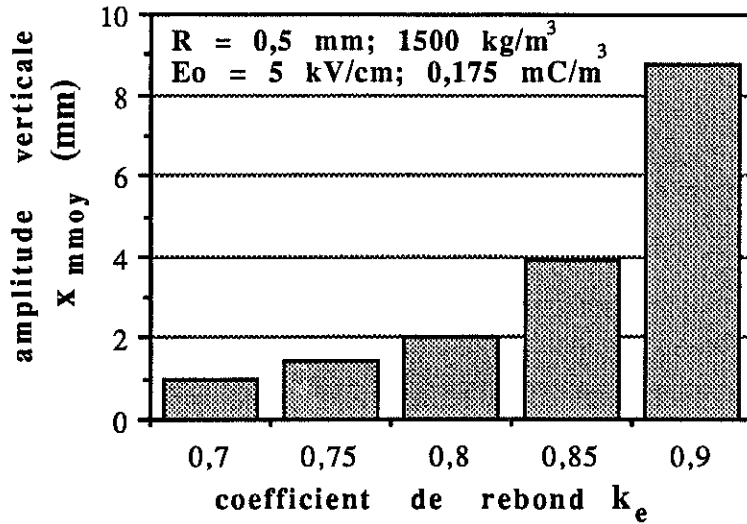


Fig. 5.9. Amplitude moyenne $x_{m moy}$ des mouvements des sphères $R = 0,5$ mm, de masse volumique 1500 kg/m^3 , en fonction du coefficient de rebond k_e , dans un champ $E_0 = 5 \text{ kV/cm}$, à une densité constante de la charge d'espace.

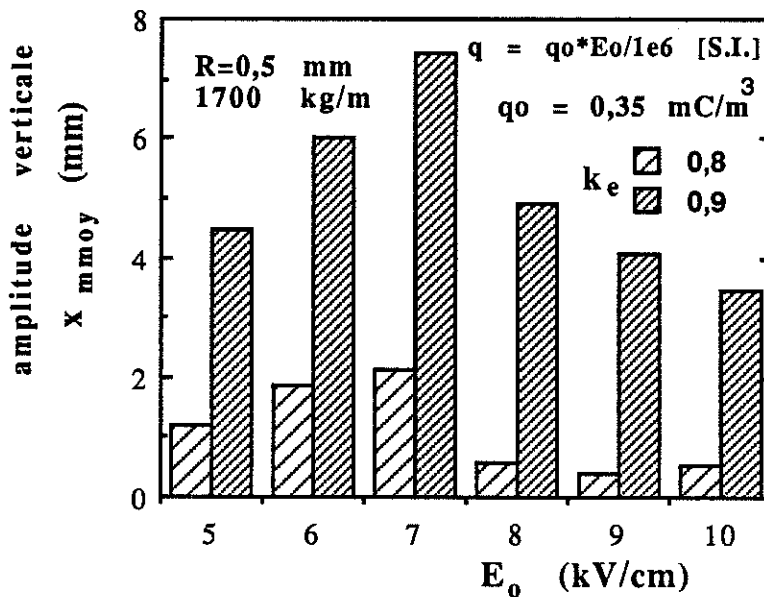
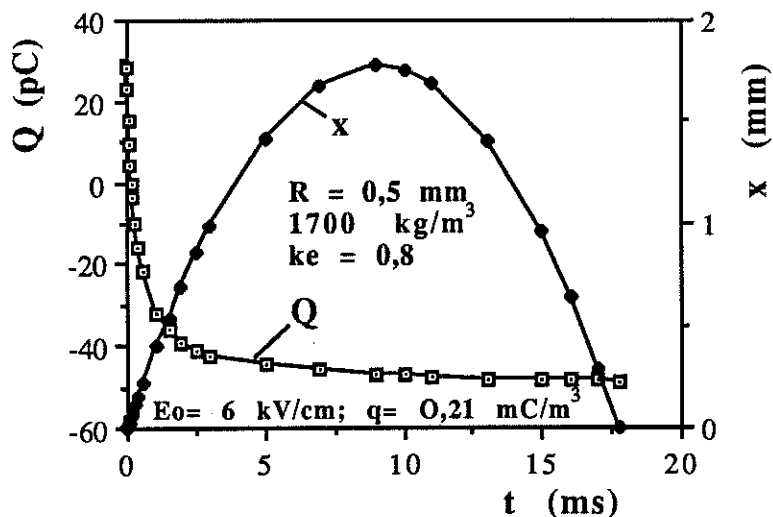
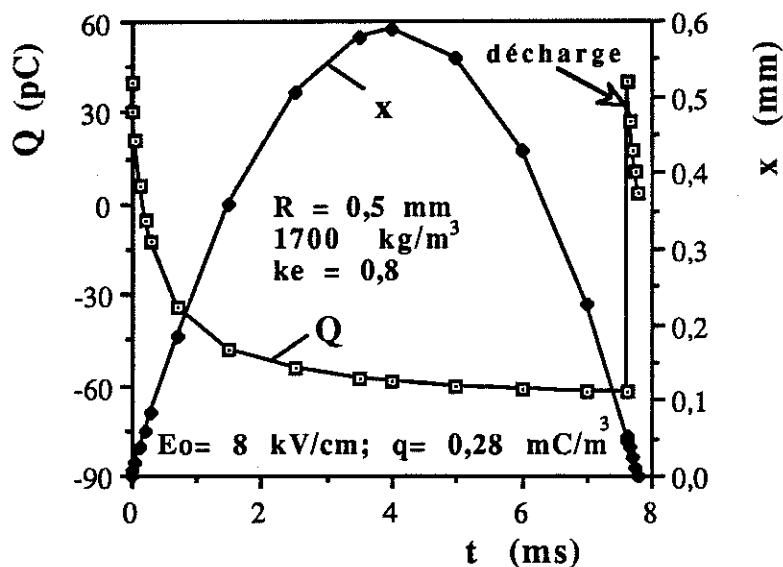


Fig. 5.10. Amplitude moyenne $x_{m moy}$ des mouvements des sphères $R = 0,5$ mm, de masse volumique 1700 kg/m^3 , en fonction du champ E_0 , pour deux valeurs du coefficient de rebond k_e , la densité de la charge d'espace q étant supposée proportionnelle à E_0 .



a)



b)

Fig. 5.11. Variations périodiques de la charge électrique Q et de la position x d'un granule sphérique $R = 0,5 \text{ mm}$, de masse volumique 1700 kg/m^3 , par rapport à une électrode affectée d'un champ électrique: a) $E_0 = 6 \text{ kV/cm}$, $q = 0,21 \text{ mC/m}^3$; b) $E_0 = 8 \text{ kV/cm}$; $q = 0,24 \text{ mC/m}^3$.

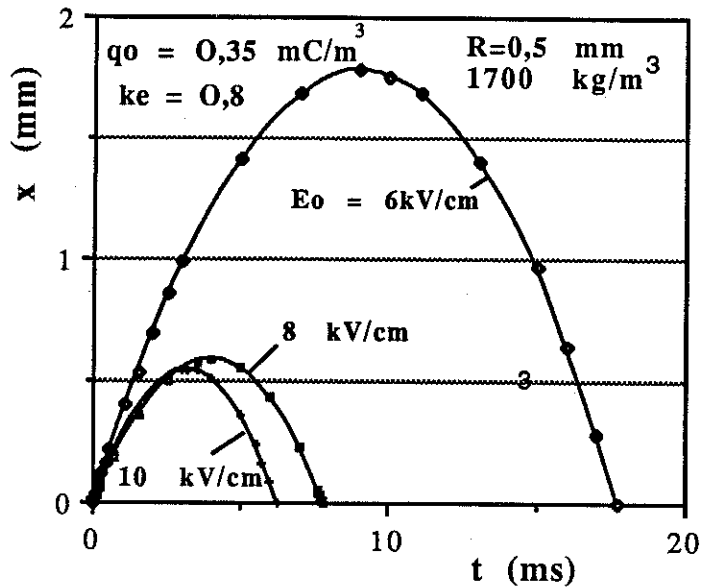


Fig. 5.12. Variations périodiques de la position x d'une sphère $R = 0,5$ mm, de masse volumique 1700 kg/m^3 , par rapport à une électrode affectée des champs électriques divers.

5.2.2. Mouvements des granules en champ ionisé intermittent

La fréquence de la haute tension utilisée pour l'étude expérimentale du comportement des granules conducteurs en champ ionisé intermittent est : $f = 250$ Hz. Les simulations numériques ont été effectuées à la même valeur de ce paramètre et les résultats obtenus sont en bon accord avec les observations expérimentales.

Dans le cas où l'amplitude des impulsions de q est constante, l'intensification du champ électrique continu E_0 jusqu'au seuil d'apparition des micro-décharges augmente l'amplitude verticale des mouvements (Fig. 5.13). Si on compare les résultats de la Fig. 5.13 avec ceux représentés sur la Fig. 5.2, qui correspondent au cas où la densité de charge q ne varie pas en fonction du temps t , on note que l'amplitude verticale mesurée est enregistrée à chaque valeur du champ E_0 est au moins deux fois plus grande dans le cas de q intermittent. Cette observation et les résultats donnés sur la Fig. 5.14 confirment les considérations qui ont déjà été faites concernant l'influence de la densité de la charge d'espace sur l'amplitude verticale des mouvements des granules.

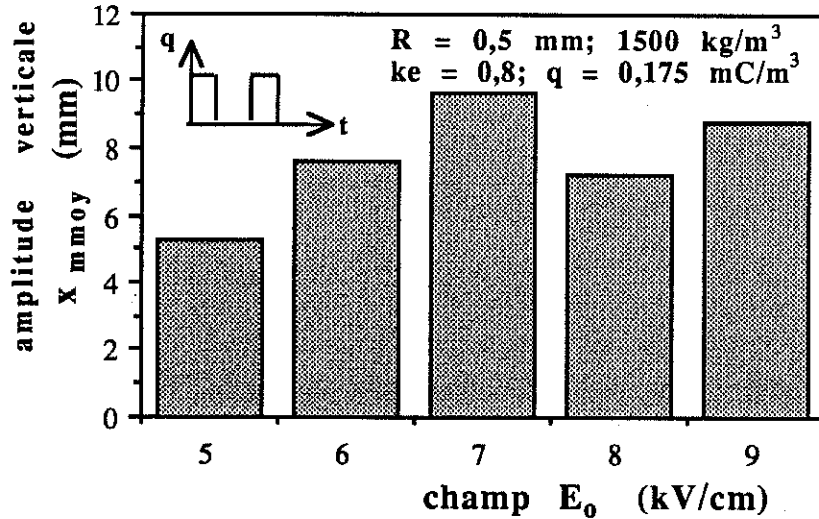


Fig. 5.13. Amplitude moyenne $x_{m \text{ moy}}$ des mouvements des sphères $R = 0,5 \text{ mm}$, de masse volumique 1500 kg/m^3 , en fonction du champ continu E_0 , lorsque la densité de la charge d'espace q est une fonction intermittente de t ($f = 250 \text{ Hz}$).

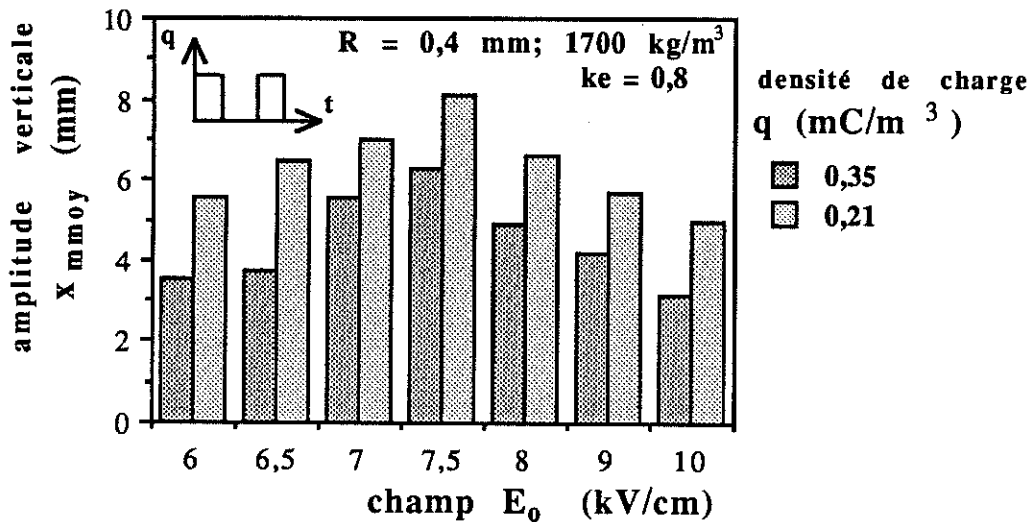


Fig. 5.14. Effet de la densité de la charge d'espace q , fonction intermittente de t ($f = 250 \text{ Hz}$), sur l'amplitude moyenne $x_{m \text{ moy}}$ des mouvements des sphères $R = 0,4 \text{ mm}$, de masse volumique 1700 kg/m^3 , à des valeurs diverses de l'intensité du champ continu E_0 .

Dans les situations étudiées, pour des valeurs du champ électrique supérieures à 7 kV/cm , l'amplitude verticale des mouvements diminue, suite à l'apparition des micro-décharges.

L'effet de la charge d'espace sur le comportement des granules conducteurs en champ ionisé intermittent a été systématiquement analysé. Comme dans le champ continu, l'amplitude verticale des mouvements diminue aux valeurs supérieures de la densité de la charge d'espace q (Fig. 5.15), tandis que la fréquence des impacts entre granules et électrodes augmente (Fig. 5.16).

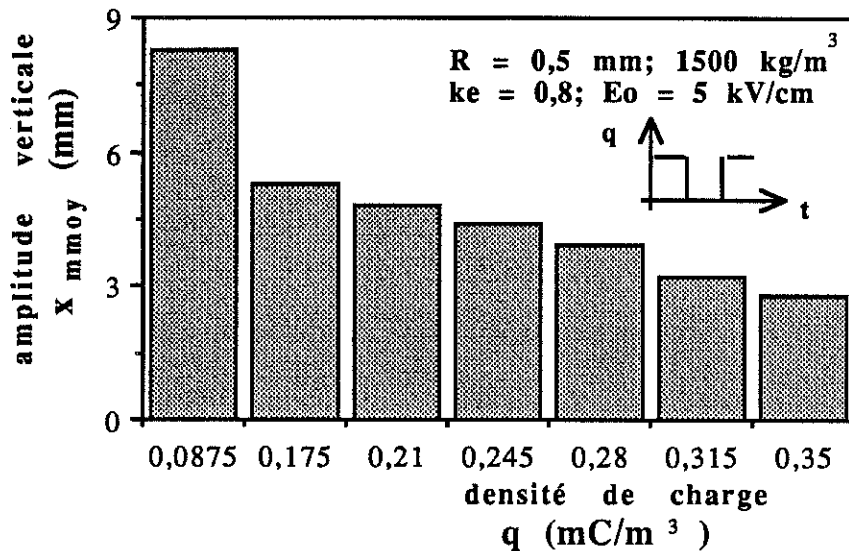


Fig. 5.15. L'amplitude moyenne $x_{\text{m moy}}$ des mouvements des sphères $R = 0,5$ mm, de masse volumique 1500 kg/m^3 , pour de diverses valeurs de la densité de la charge d'espace q , fonction intermittente de t ($f = 250$ Hz), dans un champ continu $E_0 = 5 \text{ kV/cm}$.

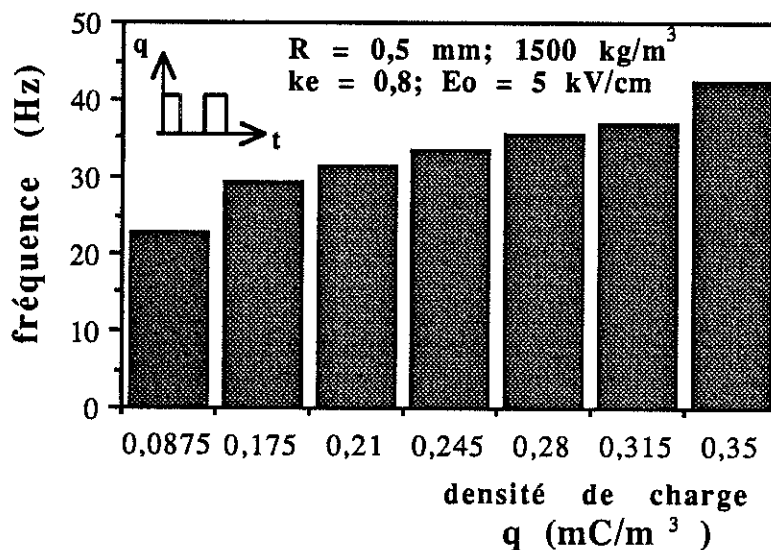


Fig. 5.16. Fréquence des impacts entre des sphères $R = 0,5$ mm, 1500 kg/m^3 et une électrode affectée d'un champ E_0 , aux diverses valeurs de q , fonction intermittente de t ($f = 250$ Hz).

5.3. Validation expérimentale

Les résultats des simulations numériques sont en bon accord avec les observations expérimentales présentées dans les chapitres précédents. Néanmoins, on a essayé d'évaluer avec plus de précision l'amplitudes des mouvements verticaux des granules, en analysant les enregistrements faites avec un vidéocaméra (§ 5.3.1).

Les calculs numériques ont été confirmés également par plusieurs expériences ayant comme objectif la détermination des tensions de claquage de l'air en présence des granules conducteurs (§ 5.3.2).

5.3.1. Visualisation des mouvements

Les enregistrements vidéo permettent d'analyser, sur le moniteur TV, le comportement des granules conducteurs dans un système d'électrodes quelconque. On a pu mettre en évidence les diverses étapes d'un cycle de mouvement d'un granule dans un champ électrique sans (Fig. 5.17) ou avec (Fig. 5.18) de charge d'espace.

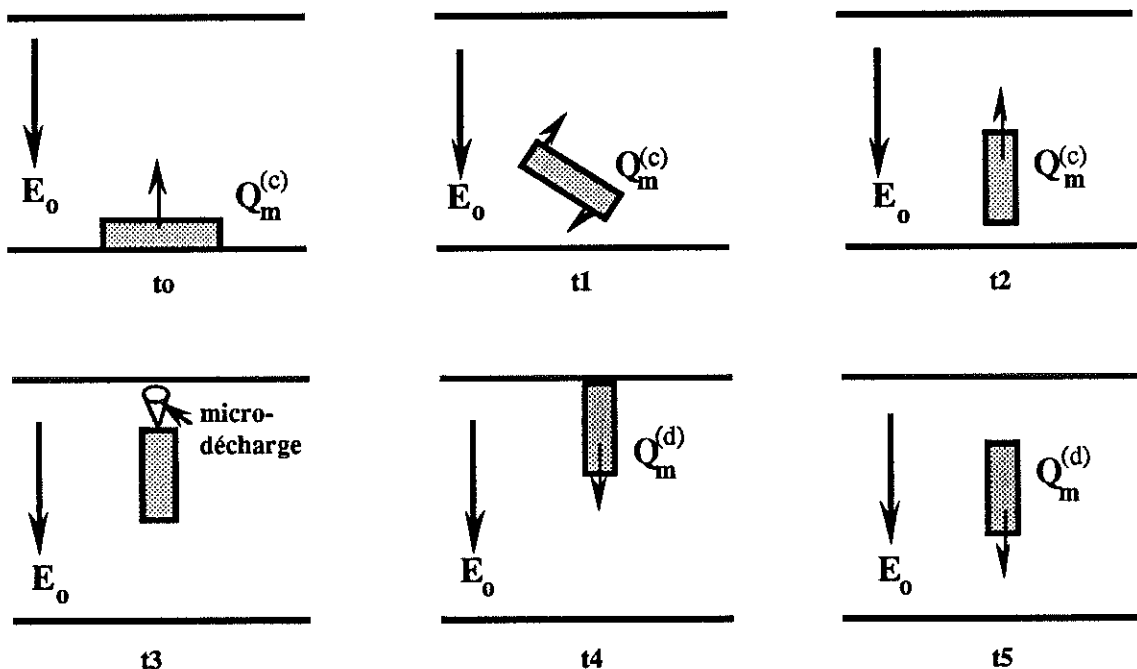


Fig. 5.17. Représentation schématique des phases du mouvement d'un granule cylindrique en champ harmonique.

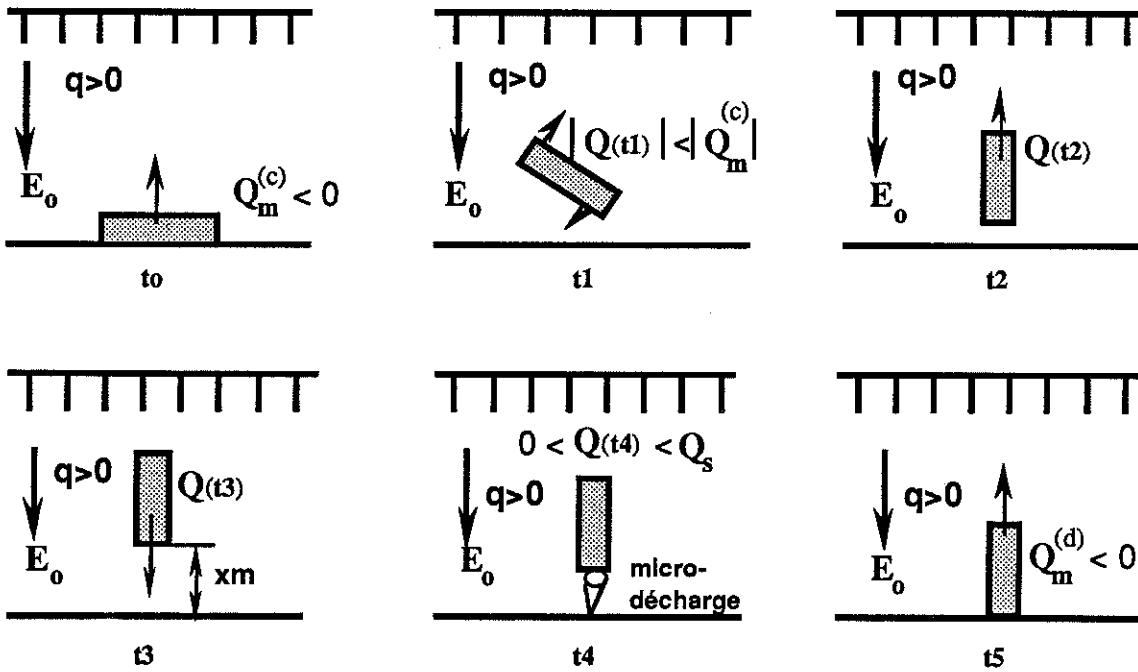


Fig. 5.18. Représentation schématique des phases du mouvement d'un granule cylindrique en champ ionisé.

Dans les conditions des expériences qui ont été effectuées à l'Université Technologique de Toyohashi, la fréquence des impacts entre le granule et l'électrode n'a pas dépassé 50 Hz. Les enregistrements vidéo à 100 images par seconde permettent donc une évaluation préliminaire des caractéristiques (amplitude, fréquence) des mouvements des granules.

5.3.2. Claquage produit par un granule mobile entre électrodes planes dans l'air atmosphérique

La présence simultanée d'un granule conducteur et d'une charge d'espace produit une réduction importante de la tension de claquage entre électrodes planes, dans l'air atmosphérique. En utilisant le programme "Décoll", pour une distance donnée s entre les électrodes, on peut déterminer les valeurs V_{cm} de la tension de claquage de l'air ionisé contaminé avec des sphères *mobiles* de tailles diverses (Tableau 5.1). Pour les mêmes sphères, supposées *fixes* sur la surface d'une électrode, les valeurs V_{cf} de la tension de claquage peuvent être calculées avec le programme "Claquage".

Tableau 5.1. Tension de claquage de l'air entre deux électrodes planes, situées à 10 mm l'une de l'autre, en présence d'une charge d'espace $q = 0,2 \text{ mC/m}^3$ et des granules sphériques fixes (V_{cf}) ou mobiles (V_{cm}) de dimensions variées.

Rayon R [mm]		0,25	0,5	0,75	1	1,5
Tension V_{cf} [kV/cm]		18	15	13,5	12,5	11,5
de claquage V_{cm} [kV/cm]		14,5	12	10,75	10	9,25

On note que $V_{cm} < V_{cf}$. Le rapport V_{cf}/V_{cm} tend vers 1 pour les granules de masse volumique importante, parce que l'amplitude verticale des mouvements de ceux-ci devient négligeable et les conditions de claquage sont similaires si les sphères sont fixes ou mobiles.

Des expériences faites avec une sphère $R = 0,8 \text{ mm}$, en acier, confirme ces prédictions. Par exemple, pour une distance $s = 15 \text{ mm} = 18,7 R$ entre les pointes ionisantes et le plan, la tension de claquage de l'air a été $V_{cf} \approx V_{cm} \approx 17 \text{ kV}$. Le rapport $V_{cm}/s = 17 \text{ kV}/1,5 \text{ cm} = 11,3 \text{ kV/cm}$ est proche de la valeur calculée pour une sphère $R = 0,5 \text{ mm}$ et une distance $s = 10 \text{ mm} = 20 R$ entre les électrodes (Tableau 5.1) $V_{cm}/s = 12 \text{ kV}/1,0 \text{ cm} = 12 \text{ kV/cm}$.

D'autres expériences, effectuées avec des cylindres en graphite $R = 0,25 \text{ mm}$, de longueur $L = 10 R = 2,5 \text{ mm}$, ont validé les calculs dont les résultats sont donnés sur la Fig. 4.17. Ainsi, pour une distance $s = 17 \text{ mm}$ entre les pointes ionisantes et le plan, la tension de claquage de l'air ionisé a été $V_{cm} \approx 11,5 \text{ kV}$. Le rapport $V_{cm}/s = 11,5 \text{ kV}/1,7 \text{ cm} \approx 7 \text{ kV/cm}$ est sensiblement inférieur à la valeur donnée par la simulation numérique $V_{cm}/s \approx 8 \text{ kV/cm}$. La différence peut être expliquée par l'influence de l'humidité atmosphérique et par les renforcements locaux du champ électrique générés par les pointes ionisantes (les calculs ont été faites dans l'hypothèse d'une électrode ionisante plane).

Conclusions du Chapitre 5

1) *La validité du modèle mathématique* proposé pour l'étude du comportement de granules conducteurs dans un champ électrique en présence de la charge d'espace *est confirmée par le bon accord entre les résultats des simulations numérique et les valeurs expérimentales.*

2) Le comportement des granules est influencé par divers *paramètres électriques (forme d'onde et valeur maximale de la haute tension, densité de la charge d'espace) ou mécaniques (coefficient de rebond).* L'amplitude verticale des mouvements oscillatoires augmente avec l'intensité du champ électrique, si la valeur de celle-ci ne dépasse pas le seuil d'apparition des micro-décharges entre granules et électrodes; elle diminue progressivement au-dessus de cette limite. A un champ électrique constant et au-dessous du seuil d'apparition des micro-décharges, l'augmentation de la densité de la charge d'espace q détermine la diminution de l'amplitude verticale des mouvements oscillatoires, accompagnée par la croissance de la fréquence des impacts granule-électrode.

3) *Qualitativement, le comportement des granules conducteurs en champ intermittent ne diffère pas du cas en champ continu.* Pour la même intensité du champ électrique, l'amplitude verticale des mouvements est supérieure lorsque l'injection de charge d'espace a une variation intermittante.

4) *Les calculs numériques permettent de prévoir à 10 % près les tensions de claquage de l'air ionisé en présence de granules conducteurs mobiles de formes et dimensions variées.*

Chapitre 6

**COMPORTEMENT
DE GRANULES CONDUCTEURS
DANS
LES SEPARATEURS ELECTROSTATIQUES
A TAMBOUR**

*"Jean-Jacques [Rousseau] écrit pour écrire.
Moi, j'écris pour agir."*

Voltaire

L'électroséparation des matériaux granulaires [27, 28, 32] qui représente actuellement le troisième domaine important d'applications industrielles de l'électrostatique [1, 150], est produite par les forces agissant sur des objets qui ont des caractéristiques physiques différentes, qui sont chargés ou polarisés, et qui se trouvent dans un champ électrique assez intense (Fig. 6.1 et Fig. 6.2).

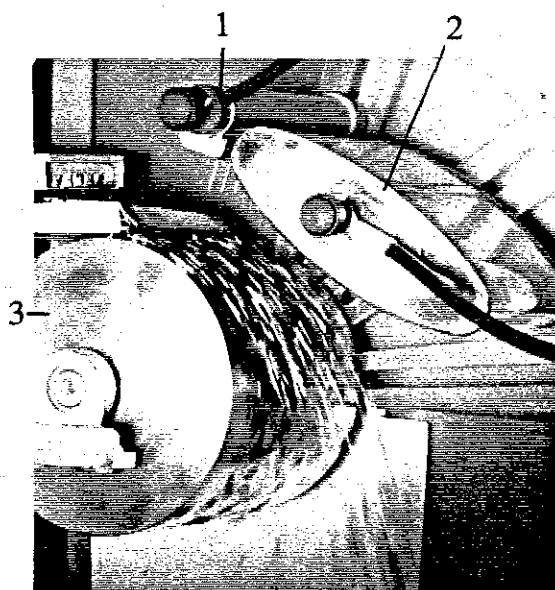


Fig. 6.1. Configuration typique du système d'électrodes d'un séparateur électrostatique à tambour; 1: électrode ionisante; 2: électrode tubulaire; 3: électrode tournante reliée à la terre.

Le **sous-chapitre 6.1** est consacré à la présentation de la structure et des caractéristiques courant - tension de plusieurs types d'électrodes ionisantes qui ont été proposées pour les séparateurs électrostatiques à tambour. On analyse ensuite les mouvements des granules conducteurs dans le champ ionisé d'un tel séparateur (**sous-chapitre 6.2**).

Les conclusions de cette analyse sont utiles pour l'optimisation des régimes de séparation. Pour chaque mélange de matériaux granulaires soumis à l'électroséparation, les tests de laboratoire doivent préciser, comme montré dans le **sous-chapitre 6.3**, les valeurs limites de la haute tension d'alimentation des électrodes et les rendements maximaux qui peuvent être atteints par une installation industrielle.

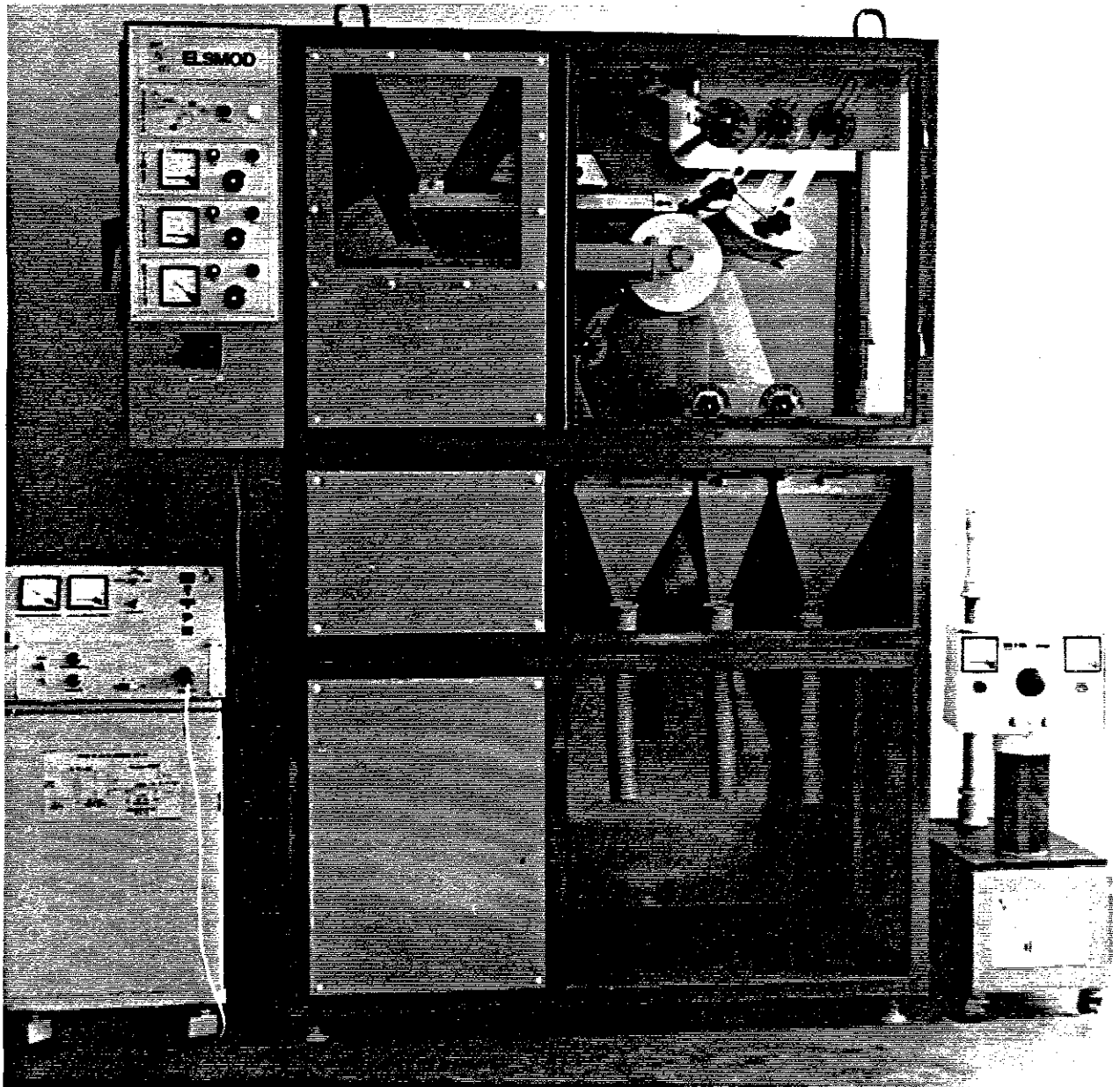


Fig. 6.2. Electroséparateur modulaire pour le triage des matériaux granulaires; 1: générateur à haute tension continue 75 kV, 5 mA; 2: panneau général de commande; 3: module d'électroséparation; 4: module collecteur; 5: générateur à haute tension continue 50 kV, 5 mA (l'installation a été construite par le Laboratoire "Champs Electriques Intenses" de Cluj-Napoca, en collaboration avec le Groupe Industriel pour Outillages Lourds, Roumanie).

6.1. Champ ionisé des séparateurs électrostatiques

Les installations industrielles d'électroséparation comportent divers types d'électrodes ionisantes [20, 151-153]. Plusieurs modèles nouveaux, caractérisés par une émissivité supérieure, une fiabilité améliorée et une maintenance simplifiée, sont discutés au § 6.1.1. En examinant leurs caractéristiques courant - tension (§ 6.1.2), on peut dégager quelques conclusions utiles pour la conception du système d'électrodes d'un séparateur industriel.

6.1.1. Modèles d'électrodes ionisantes

Les exigences spécifiques des diverses applications ont demandé des solutions techniques variées au problème de la génération du champ électrique ionisé. Le plus souvent, les électrodes ionisantes sont classifiées en fonction de l'élément qui produit la décharge couronne: un fil, une lame, des aiguilles, des pointes constituées de segments de fil ϕ 0,15 mm à bouts vifs (Tableau 6.1 et Fig. 6.3).

Tableau 6.1. Comparaison entre les divers types d'électrodes ionisantes [20].

Critère	Élément ionisant			
	fil	lame	aiguilles	segments de fil (pointes)
Résistance mécanique	faible	très bonne	très bonne	bonne
Génération d'ozone	faible	moyenne	forte	forte
Densité de courant (à tension donnée)	faible	élevée	moyenne	très élevée
Tension de seuil couronne	élevée	moyenne	moyenne	basse
Fabrication	simple	simple	compliquée	très compliquée
Prix	bas	bas	moyen	élevé
Maintenance	difficile	difficile	difficile	simple

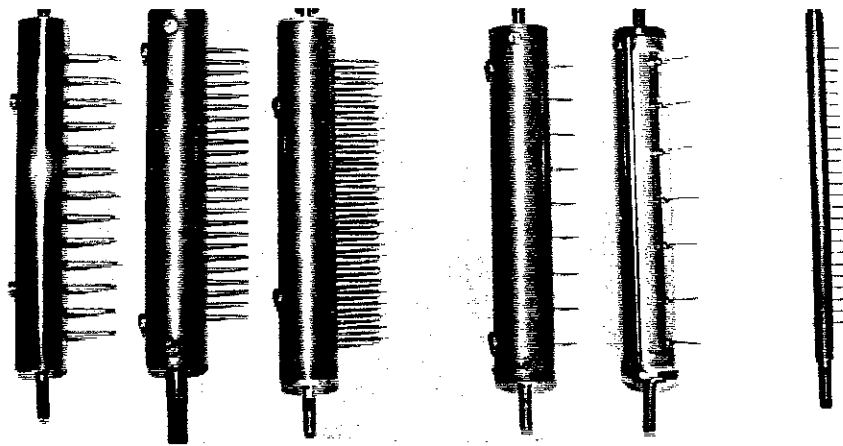


Fig. 6.3. Modèles d'électrodes ionisantes réalisées au Laboratoire "Champs Electriques Intenses" de Cluj-Napoca.

Certaines technologies de séparation électrostatique nécessitent l'utilisation de plusieurs électrodes ionisantes, pour augmenter l'extension de la zone de champ à décharge couronne (Fig. 6.4).

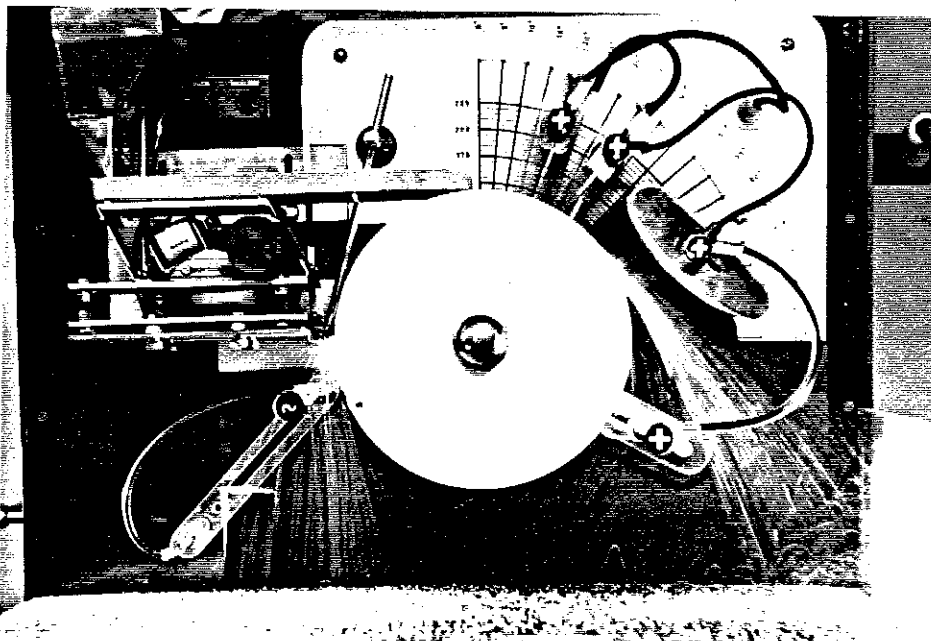


Fig. 6.4. Electroséparateur de laboratoire ELSEP [16] équipé avec trois électrodes ionisantes, alimentées en tension continue positive (0...50) kV. (La quatrième électrode ionisante, alimentée en tension alternative 20 kV, 50 Hz, est nécessaire pour la neutralisation de la charge.)

Recemment, Dascalescu et collab. [15] ont proposé l'utilisation d'une électrode de type "matrice de pointes" (Fig. 6.5). Celle-ci compte 15 lignes et 10 colonnes = 150 pointes ionisantes.

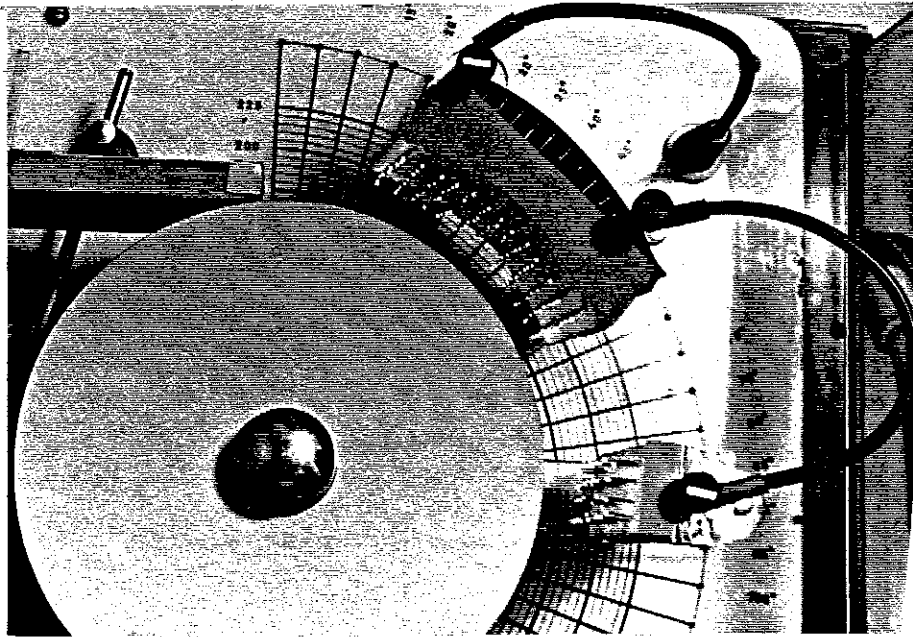


Fig. 6.5. Décharge couronne produite par deux électrodes ionisantes de type "matrice de pointes".

6.1.2. Caractéristiques courant-tension

Des études systématiques ont été effectuées sur un séparateur de laboratoire et sur un stand expérimental (Fig. 6.6), afin d'optimiser la construction des divers types d'électrodes.

Pour les électrodes montrées sur la Fig. 6.3, la distance p entre deux pointes ionisantes représente un paramètre important. Les caractéristiques $I(U)$ montrent que le courant I à une tension U donnée est plus important à des petites distances p (Fig. 6.7). Puisque la différence $\Delta I = I_{p=10\text{mm}} - I_{p=40\text{mm}}$ est assez petite, la diminution de p au-dessous d'une certaine limite (corrélée avec la distance entre les pointes et l'électrode opposée) n'est pas nécessaire. Néanmoins, la réduction excessive du nombre des pointes ionisantes peut affecter l'uniformité de la distribution de la charge d'espace sur la surface de l'électrode collectrice (Fig. 6.8). Pour de petites distances entre les pointes ionisantes, la décharge couronne est plus stable et il n'y a pas d'étincelles aux valeurs usuelles de la tension.

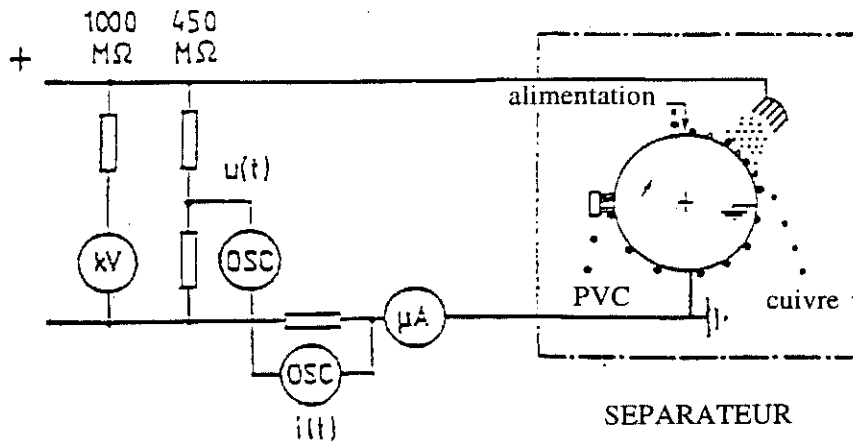


Fig. 6.6. Représentation schématique de l'installation expérimentale utilisée pour la détermination des caractéristiques courant-tension des électrodes ionisantes des séparateurs électrostatiques à tambour.

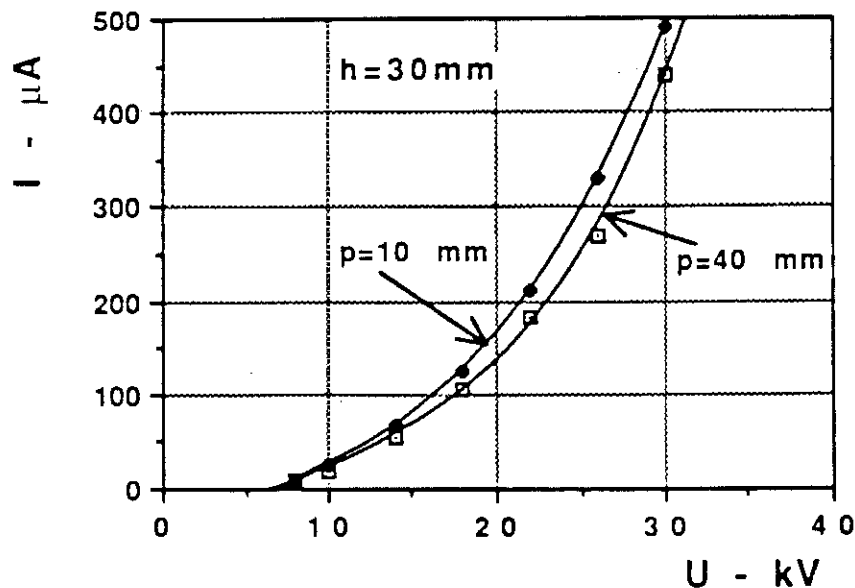


Fig. 6.7. Influence du paramètre p (distance entre deux points ionisantes) sur les caractéristiques courant-tension d'une électrode de laboratoire (longueur utile de l'électrode: $l = 100$ mm).

Les résultats présentés ci-dessus ont été utilisés pour établir la structure de l'électrode de type "matrice de pointes" donnée sur la **Fig. 6.5**. La distance entre deux pointes ionisantes adjacentes est $p = 10$ mm et la position de l'électrode par rapport au tambour lié à la terre peut varier entre 20 mm et 50 mm (**Fig. 6.9**).

La densité moyenne de la charge d'espace générée sur une surface $A = 150 \text{ mm} \times 100 \text{ mm} = 150 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$ par cette électrode, située à une distance $s = 3 \text{ cm}$ du tambour et alimentée à une tension positive $V = 21 \text{ kV}$, peut être évaluée avec la formule approchée:

$$q = J/(kE_0) \approx (I/A)/[(k(V/s)] = (660 \cdot 10^{-6}/150 \cdot 10^{-4})/[2 \cdot 10^{-4} (21 \cdot 10^3/3 \cdot 10^{-2})] = 3,14 \cdot 10^{-4} \text{ C/m}^3 \quad (6.1)$$

Cette valeur ne diffère pas essentiellement de celle considérée pour les simulations numériques présentées dans le chapitre 5.

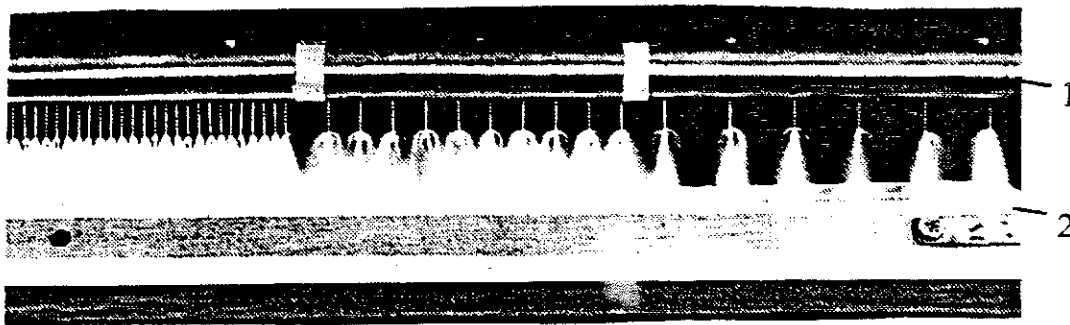


Fig. 6.8. Influence du nombre de pointes ionisantes sur la distribution de la charge d'espace générée par une électrode industrielle ($l = 500 \text{ mm}$); 1: électrode ionisante; 2: électrode plaque.

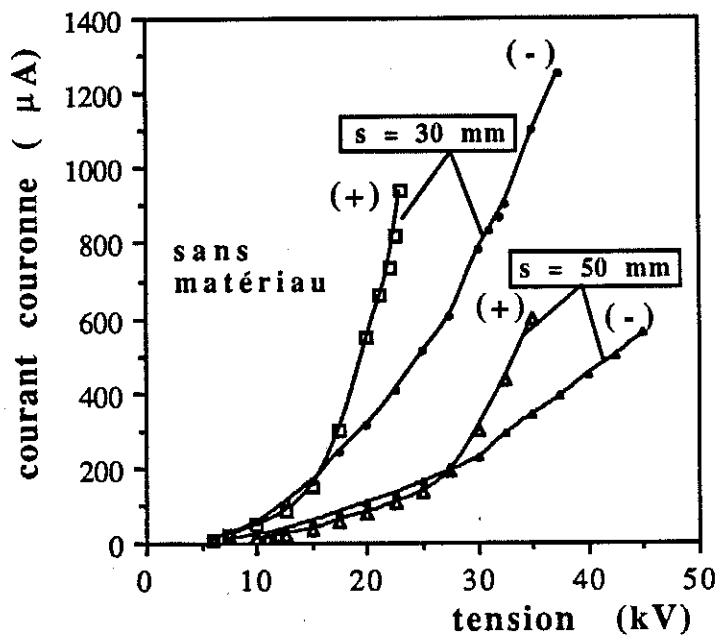


Fig. 6.9. Caractéristiques courant-tension aux deux polarités des électrodes de type "matrice de pointes".

6.2. Mouvement d'un granule conducteur dans un séparateur à tambour

Le but du travail présenté dans ce sous-chapitre est d'améliorer le modèle mathématique utilisé pour la simulation numérique de la séparation électrostatique des matériaux granulaires. Une nouvelle formule est proposée pour le calcul de l'angle de décollement (§ 6.2.1), qui est nécessaire ensuite pour l'étude des trajectoires de mouvement des granules conducteurs dans le champ électrique d'un séparateur à tambour (§ 6.2.2).

6.2.1. Angle de décollement

Toutes les études publiées sur les séparateurs électrostatiques à tambour [21, 155-157] considèrent qu'un granule conducteur sphérique de rayon R est soumis aux forces suivantes (Fig. 6.10):

- force du champ électrique: $F_q = Q_m E$, (6.2)

- force d'image électrique: $F_{ie} = -Q_m^2/[4\pi\epsilon_0(2R)^2]$, (6.3)

- force centrifuge: F_c ; force de la pesanteur: F_g .

Quand la projection de la résultante des forces électriques et mécaniques sur la direction (v) de la normale extérieure à l'électrode cylindrique est une quantité positive, la particule conductrice se détache et est attirée par les électrodes tubulaires, qui réalisent un champ électrique quasi-uniforme entre eux et le tambour [158-160].

La position angulaire β des granules au moment du décollement est donnée par la formule:

$$\beta = \arccos[(F_q + F_{ie} - F_c)/F_g] \quad (6.4)$$

En effet, la force F^* qui s'exerce sur un granule sphérique en contact avec une électrode diffère de la valeur déterminée avec $F_q + F_{ie}$ et la formule (6.4) est affectée par une approximation importante.

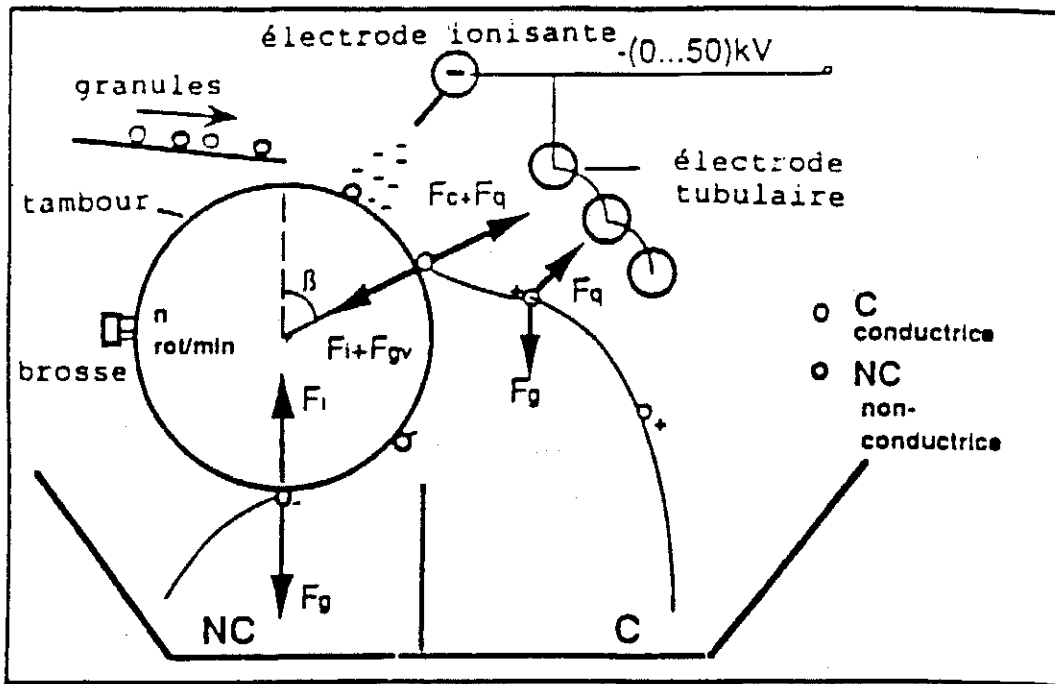


Fig. 6.10. Description schématique d'un séparateur à tambour et des mouvements des granules.

La force F^* évaluée avec la relation (1.1): $F^* = 0,832 Q_m \cdot E$ a une valeur qui est 1.29 fois supérieure au résultat obtenu avec la formule:

$$\begin{aligned}
 F &= F_q + F_{ie} = Q_m \cdot E - Q_m^2 / \{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot [2(R+x)]^2\} = \\
 &= Q_m \cdot E \{1 - 20.67 \epsilon_0 R^2 / [16 \pi \epsilon_0 (R+x)^2]\} = \\
 &= (F^* / 0.832) \{1 - 20.67 / [16 \pi (1.1)^2]\} = 0.79 F^* .
 \end{aligned}
 \tag{6.5}$$

On peut donc améliorer sensiblement le calcul de β en utilisant la formule (1.1) ou, pour des granules d'autres formes, les valeurs de la force F^* déterminées avec CSP.

Après le décollement, la charge du granule change de signe. Par conséquent, la force électrique change aussi sa valeur et sa direction; la granule peut revenir ainsi sur l'électrode. Pour une fréquence de rotation de 2 s^{-1} , un granule supposé en mouvement synchrone avec le tambour passe par la zone de champ ionisé d'extension angulaire $\Delta\alpha = 36^\circ$ en $(36^\circ/360^\circ) (1/2) \text{ s} = 50 \text{ ms}$. Les simulations numériques présentées dans le chapitre 5 ont montré que l'intervalle de temps entre deux impacts successifs est de l'ordre de $1/50 \text{ s} = 20 \text{ ms} < 50 \text{ ms}$. La granule pourrait revenir en contact avec le tambour au moins encore une fois (Fig. 6.11).

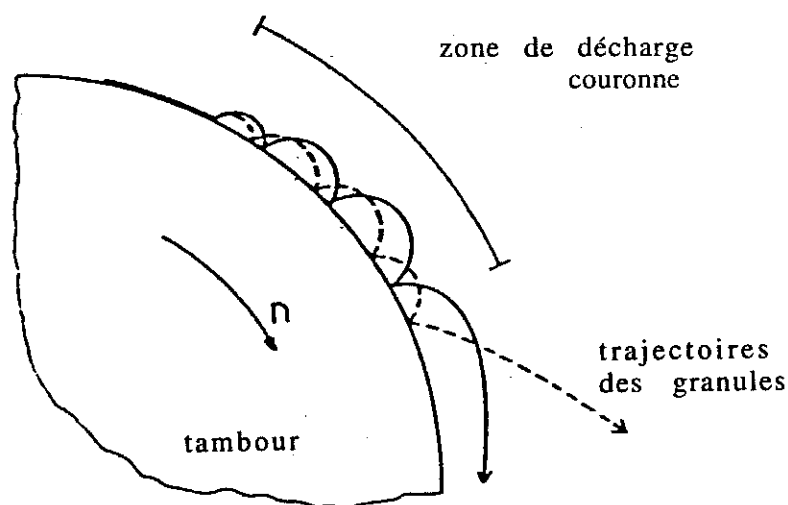


Fig. 6.11. Impacts successifs entre un granule conducteur et le tambour dans la zone de champ ionisé d'un séparateur électrostatique.

6.2.2. Trajectoires des granules

Après le détachement, la force centrifuge $F_c = 0$ et la force électrique F a l'expression établie au § 1.1.2. Si on néglige, dans une première approximation, la force aérodynamique déterminée par le "vent électrique", les équations du mouvement s'écrivent [161, 162]:

$$m(dx^2/dt^2) = F_x , \quad (6.6,a)$$

$$m(dy^2/dt^2) = F_y - mg , \quad (6.6,b)$$

avec les conditions initiales:

$$x(0) = x_0 + r \sin\beta ; \quad y(0) = y_0 + r \cos\beta ; \quad (6.7,a)$$

$$v_x(0) = v_0 \cos\beta ; \quad v_y(0) = v_0 \sin\beta ; \quad (6.7,b)$$

où m est la masse de la particule, g représente l'accélération de la pesanteur, x_0, y_0 sont les coordonnées de l'axe du tambour de rayon r , v est la vitesse de la particule (v_0 : vitesse initiale).

L'algorithme de calcul des trajectoires, développé par l'auteur [163], utilise les valeurs de l'intensité du champ électrique calculées par la méthode des éléments finis. Les résultats obtenus (Fig. 6.12) sont en bon accord avec les données expérimentales.

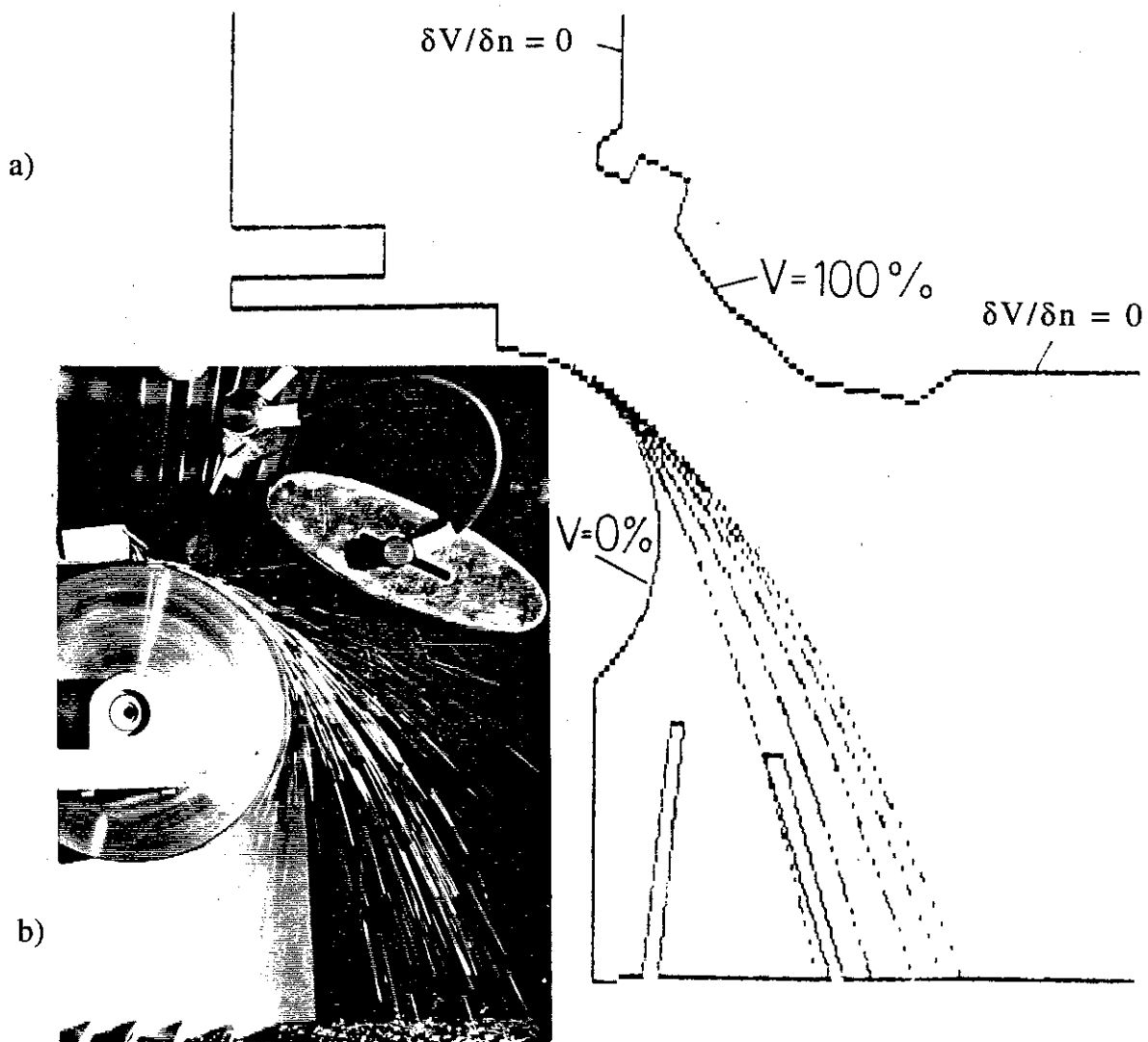


Fig. 6.12. Simulation numérique des mouvements des particules dans un séparateur électrostatique à tambour: (a) résultats des calculs des trajectoires; (b) image des trajectoires réelles des granules d'aluminium.

Notes: 1) Les simulations ont été effectuées au Centre de calcul électronique de l'Institute Central de Recherches et Développement pour l'Industrie Electrotechnique Bucarest, avec l'assistance de MM E. DelaGiacomo et A. Dinu.

2) La dispersion des trajectoires réelles est déterminée par la diversité des caractéristiques granulométriques des granules d'aluminium qui ont été utilisés pour cette expérience.

6.3. Optimisation des régimes de séparation électrostatique

Le but pratique de l'étude du comportement des granules conducteurs dans le champ ionisé des séparateurs est d'améliorer les performances techniques de ces installations. En principe, le moyen le plus direct d'obtenir une meilleure séparation est d'augmenter la valeur absolue de la haute tension d'alimentation des électrodes. Les limites techniquement admissibles de cette augmentation sont discutées au § 6.3.1. L'interdépendance des divers facteurs qui caractérisent un procédé d'électroséparation est analysée dans le § 6.3.2, où on présente aussi la fiche d'un régime optimal de séparation électrostatique.

6.3.1. Valeurs limites de la haute tension

La croissance de la haute tension d'alimentation détermine - en principe - l'augmentation des forces électriques $F \propto V^2$, ce qui ne peut qu'assurer une séparation encore plus nette entre les diverses composantes d'un mélange de matières granulaires. Les études expérimentales ont montré qu'à des tensions élevées le décollement des granules est accompagné de l'apparition des claquages entre les électrodes. On retrouve un phénomène similaire dans le cas des séparateurs électrostatiques: des étincelles se produisent au moment du passage des matériaux granulaires entre les électrodes à la haute tension et le tambour lié à la terre. La fréquence de ces étincelles ne doit pas dépasser 1 Hz, pour que les chutes de tension qui les accompagnent n'affectent pas le processus de séparation (la charge acquise par le granule et la force qui s'exerce sur lui), ni la durée de vie des équipements à haute tension.

La valeur maximale de la tension U_M dépend premièrement de la composition et du débit des matériaux. Les mélanges qui contiennent des granules allongés et légers sont susceptibles à engendrer l'apparition des étincelles aux tensions moins élevées que les particules sphériques ou lourdes.

En réduisant la taille des particules par des opérations supplémentaires de granulation, on peut augmenter les tensions entre les électrodes et améliorer ainsi le processus de séparation électrostatique. Les valeurs de U_M dépendent aussi de la polarité du générateur à haute tension, du type de l'électrode ionisante utilisée et de la distance entre celle-ci et l'électrode collectrice.

Avec un mélange granulaire comportant 50 % cuivre et 50 % polychlorure de vinyl, dans le cas où on utilise des électrodes à pointes ionisantes comme celles montrées sur Fig. 6.3, les valeurs maximales U_M de la tension de fonctionnement sont plus élevées à la polarité positive (Fig. 6.13). Par conséquent, le domaine de réglage de la haute tension est plus grand qu'à la polarité négative, ce qui confirme les résultats communiqués par Mugeraya et Prabhakar [164].

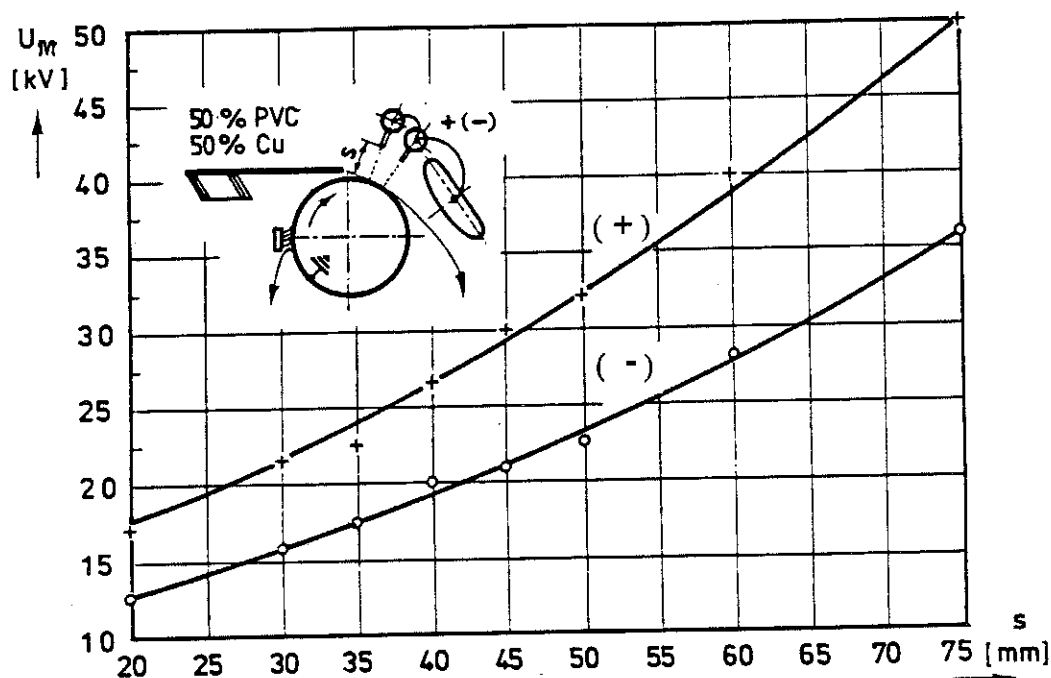


Fig. 6.13. Valeurs maximales U_M des tensions de fonctionnement d'un séparateur électrostatique à tambour, en fonction de la distance s entre les électrodes, à polarité positive et négative du générateur à haute tension, en présence d'un mélange granulaire de matériaux isolants et métalliques.

Les caractéristiques $V(I)$ données sur la Fig. 6.14,a mettent bien en évidence cet aspect. En même temps, on observe qu'à un niveau de tension donnée, la décharge couronne négative fournit un courant plus important que la couronne positive [165].

On trouve des caractéristiques similaires dans le cas d'un mélange 99 % aluminium et 1 % polychlorure de vinyl, sur des séparateurs équipés avec des électrodes de type "matrice de pointes" (Fig. 6.14,b)

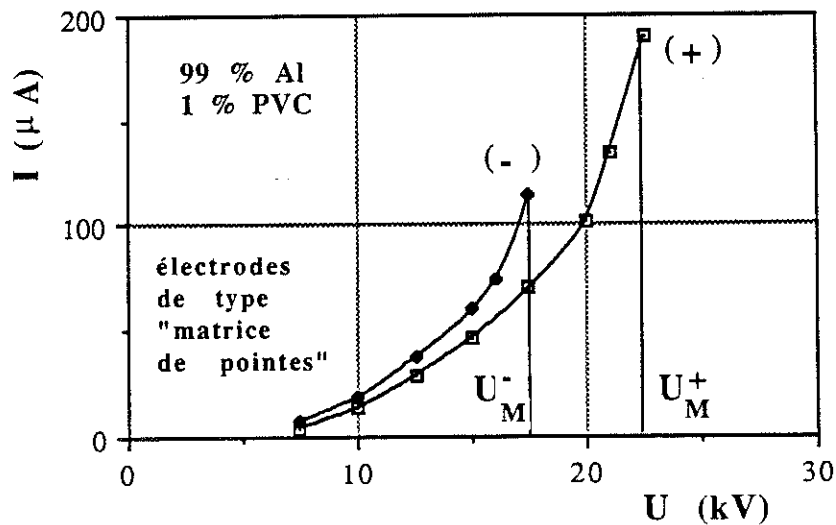
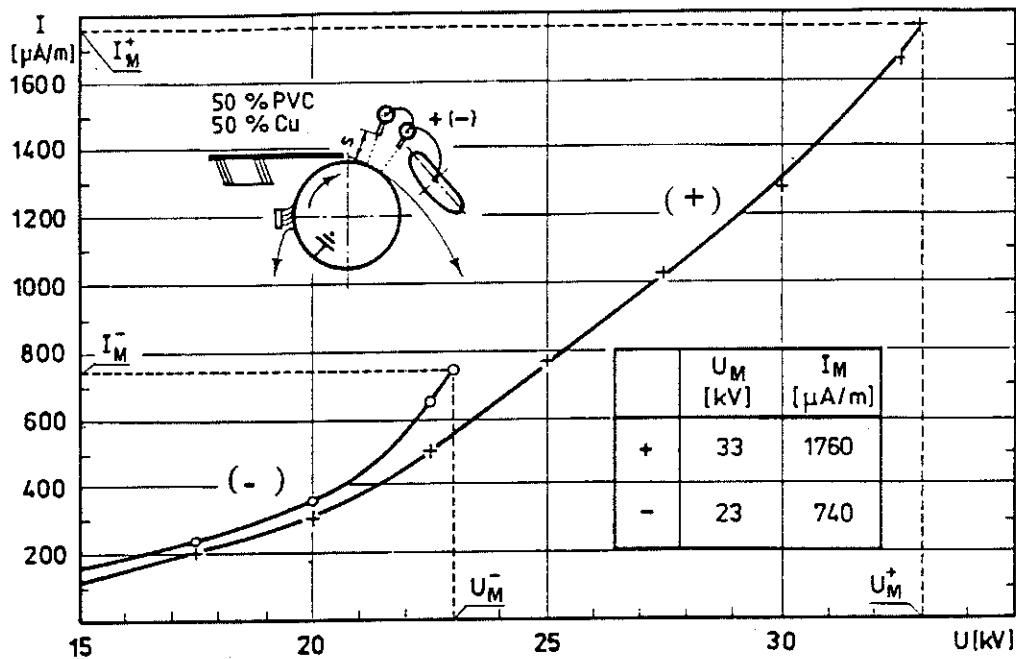


Fig. 6.14. Caractéristiques $I(V)$ de la zone "active" d'un séparateur électrostatique à tambour, à polarité positive et négative, en présence des mélanges granulaires des matériaux isolants et métalliques: (a) 50 % cuivre, 50 % PVC, électrodes ionisantes de type "ligne de pointes" (Fig. 6.3); (b) 99 % aluminium, 1 % PVC, électrodes ionisantes de type "matrice de pointes" (Fig. 6.5).

Les expériences effectuées avec toutes ces électrodes montrent que les tensions d'apparition des étincelles diminuent beaucoup en présence des granules conducteurs sur la surface de l'électrode collectrice. Les granules cylindriques de cuivre ou d'aluminium s'orientent avec leurs axes parallèles à la direction du champ électrique, en réduisant ainsi la rigidité diélectrique de l'air entre les électrodes. Les extrémités de ces granules génèrent un effet couronne important (Fig. 6.15) et favorisent l'amorçage des décharges en étincelles.

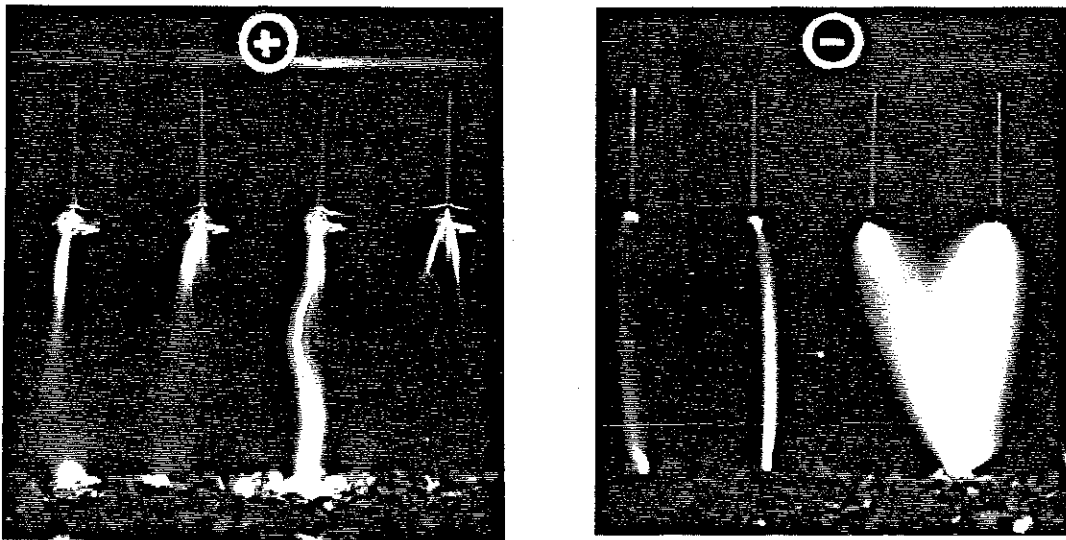


Fig. 6.15. Effet couronne produit aux extrémités des granules cylindriques en contact avec l'électrode plaque.

A la polarité négative, le seuil d'apparition de ces décharges en présence des granules est 17,5 kV. Sans granules, à la même polarité des électrodes, les étincelles ne se produisent qu'à partir de 40 kV. Si l'électrode ionisante est positive, les étincelles apparaissent à 21 kV en présence des granules, mais pas au-dessous de 29 kV, lorsqu'il n'y a pas des particules conductrices sur la surface de l'électrode liée à la terre.

Il y a des différences sensibles entre les décharges couronne observées aux deux polarités de la haute tension[166-169]. La décharge couronne positive a un aspect plus uniforme (Fig. 6.16), mais les "streamers" (Fig. 6.17) déterminent un bruit de radiofréquences assez important, en limitant ainsi la tension maximale de fonctionnement à des valeurs $U^*_M < U_M$.

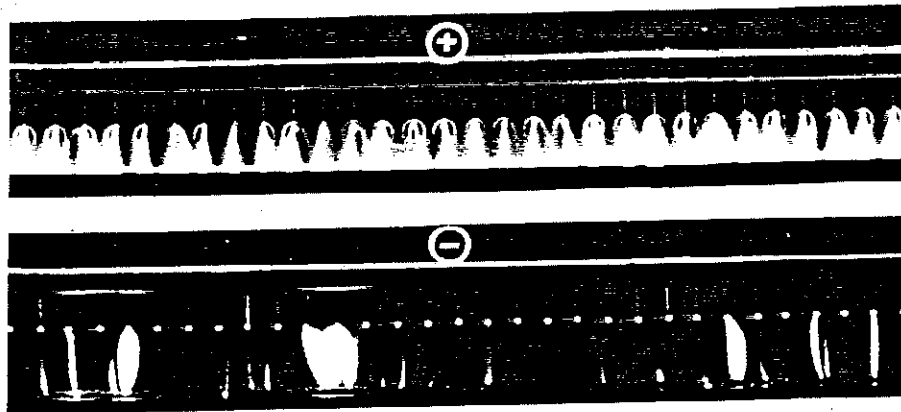


Fig. 6.16. Aspect de la décharge couronne générée par une électrode industrielle à pointes ionisantes, alimentée en tension continue de polarité positive et négative. Notes: 1) La distance entre les électrodes $s = 15$ mm; 2) L'expérience à la polarité négative a été effectuée avec l'électrode collectrice (plaque) couverte d'une couche de granules de cuivre et de polychlorure de vinyl; 3) Sans matériaux granulaires sur l'électrode collectrice, à la polarité négative on ne peut observer que les points lumineux autour des pointes ionisantes.

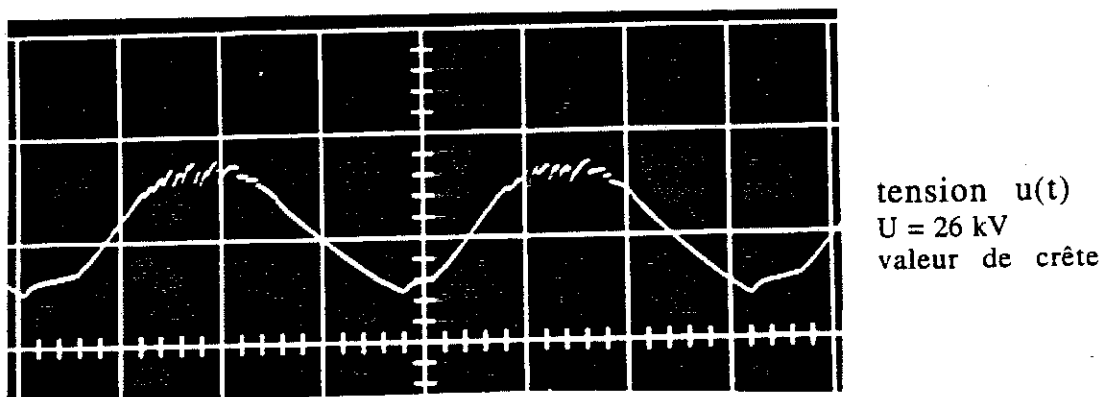


Fig. 6.17. Oscillogrammes des "streamers" à la polarité positive de la décharge couronne.

Les décharges couronne négatives génèrent des quantités d'ozone plus importantes, qui ont un effet d'oxidation sur l'installation et un impact physiologique négatif sur l'opérateur humain [170]. Malgré ces inconvénients, la polarité négative est préférée dans la plupart des applications industrielles [171-174].

Les expériences faites jusqu'à présent ne permettent pas de formuler des conclusions définitives sur le choix de la polarité des électrodes. L'option pour l'une des polarités dépend des caractéristiques particulières de chaque situation [175-185].

6.3.2. Rendements maximaux

La séparation électrostatique des matériaux granulaires est influencée par un grand nombre de paramètres (Fig. 6.18). En utilisant le séparateur de laboratoire ELSEP (Fig. 6.4), on a étudié la possibilité d'améliorer les technologies et de perfectionner la structure des installations industrielles actuelles. Pour chaque application, un grand nombre de tests préliminaires doivent être effectués, afin d'établir:

- le type, le nombre et la position des électrodes;
- la forme d'onde et la polarité de la haute tension;
- le rayon du tambour lié à la terre;
- les caractéristiques granulométriques des matériaux;
- la position du collecteur de produits.

PARAMETRES MECANQUES

- TAMBOUR:
 - RAYON
 - VITESSE
 COLLECTEUR:
 - TYPE
 - POSITION

PARAMETRES DE MATERIAU:

- CONDUCTIVITE
- FORME
- DIMENSIONS

PARAMETRES D'ENVIRONNEMENT:

- TEMPERATURE
- HUMIDITE

PARAMETRES ELECTRIQUES

- ELECTRODES:
 - TYPE
 - POSITION
 - NOMBRE
 GENERATEURS DE HAUTE TENSION:
 - FORME D'ONDE
 - POLARITE
 - NIVEAU

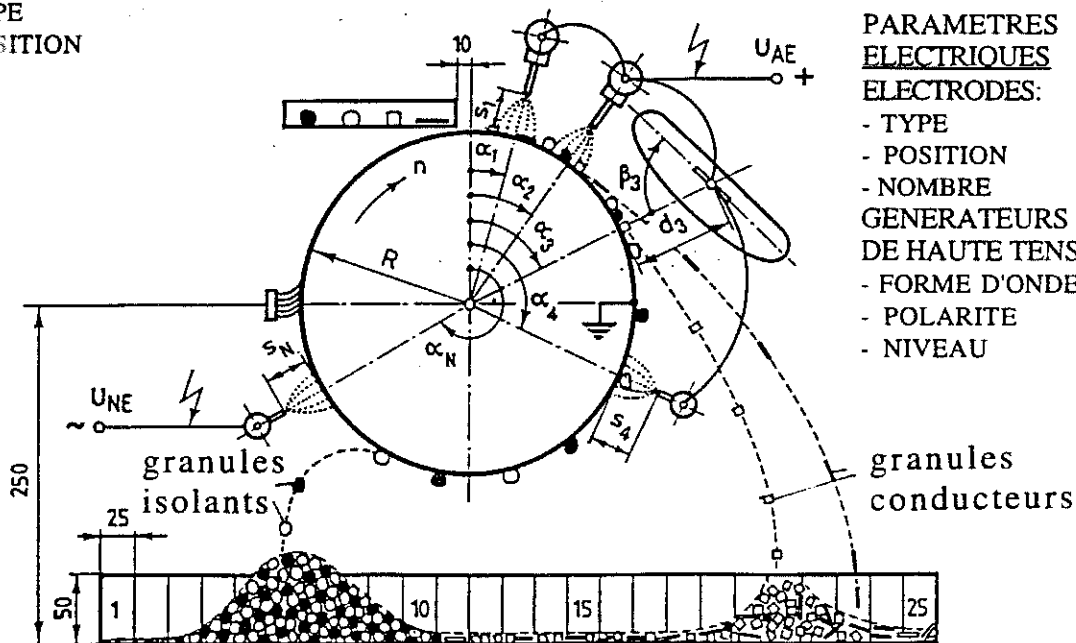


Fig. 6.18. Paramètres et variables d'un processus de séparation électrostatique de matériaux granulaires.

Il faut faire ensuite des expériences systématiques pour trouver les valeurs optimales des quatre variables qui peuvent être ajustées pendant le fonctionnement de l'installation:

- le niveau de la haute tension;
- la vitesse du tambour;
- le débit d'alimentation;
- la température des matériaux.

Les résultats de chaque expérience sont analysés en fonction de plusieurs critères (Tableau 6.2 et Fig. 6.19), dont le plus important est le rendement de la séparation:

$$\eta_{ji} = [(m_{ji} - v_i)/(100 - a_{ji})] 100 \% \quad (6.8)$$

où:

m_{ji} = [(masse du matériau j contenu dans le produit i)/ (masse totale du matériau j contenu dans l'alimentation)] 100 %;

v_i = [(masse du produit i)/(masse totale des produits)] 100 %;

a_{ji} = [(masse du matériaux j contenu dans le produit i)/(masse du produit i)] 100 %.

Tableau 6.2. Evaluation du rendement de la séparation électrostatique des matériaux isolants et métalliques contenus dans un mélange granulaire comportant 74 % cuivre et 26 % polyéthylène + polychlorure de vinyl.*

Produit	v [%]	a [%]		m [%]		η [%]	
		isolant	métal	isolant	métal	isolant	métal
non-conducteur	22,4	95,8	4,2	83,3	1,3	82	-
mixte	15,6	25,5	74,5	15,3	15,7	-	-
conducteur	61,8	0,6	99,4	1,4	83,0	-	81,5

* Les valeurs des divers paramètres et variables qui caractérisent le régime de séparation sont présentées sur la Fig. 6.19.

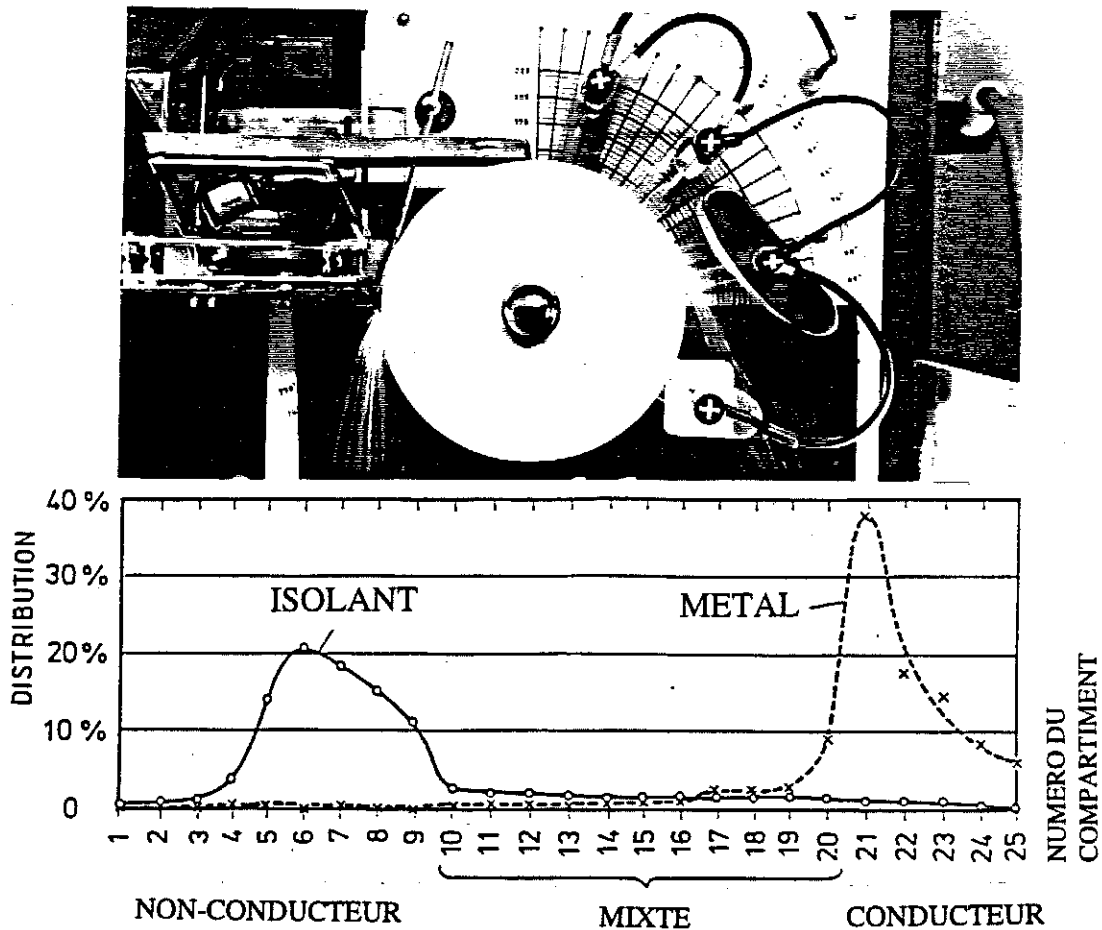


Fig. 6.19. Distribution des granules métalliques et isolants dans les 25 compartiments du collecteur de produits d'un séparateur à tambour. (Les conditions de l'expérience sont celles présentées sur la Fig. 6.18).

La meilleure compréhension du comportement des granules conducteurs dans le champ ionisé des séparateurs électrostatiques permet d'organiser d'une manière plus efficace la procédure expérimentale assez laborieuse qui est nécessaire pour la mise au point d'une nouvelle technologie ou pour le développement d'une installation industrielle.

Conclusions du Chapitre 6

1) Les *électrodes ionisantes de type "matrice de pointes"* ont des caractéristiques supérieures aux dispositifs classiques: émissivité supérieure, fiabilité améliorée, maintenance simplifiée. L'étude de leurs caractéristiques courant-tension offre des informations utiles pour la *conception de systèmes d'électrodes de séparateurs industriels*.

2) *Le modèle mathématique proposé pour la simulation numérique de la séparation électrostatique de matériaux granulaires tient compte des aspects particuliers du comportement de granules conducteurs en champ ionisé*. Les trajectoires calculées sont en bon accord avec celles visualisées expérimentalement.

3) *Les caractéristiques des granules conducteurs influencent les régimes de séparation électrostatique, notamment les valeurs limites de la haute tension d'alimentation des électrodes ionisantes et le rendement maximal du processus*.

Il existe des différences sensibles entre les phénomènes observés selon la polarité de la haute tension. Le choix de la polarité doit être fait en fonction des caractéristiques particulières de chaque application.

**CONCLUSIONS.
PERSPECTIVES**

*"Ce qui se conçoit bien
s'exprime clairement."*

Boileau

Le comportement des granules conducteurs [186] dans un champ électrique mono-ionisé [187-190] est un problème important de physique appliquée dans le domaine de l'électrotechnique des hautes tensions [89, 191]. Le contrôle des mouvements de ces granules [192-197] peut améliorer l'efficacité de certaines technologies électrostatiques [198, 199] et réduire les risques posés par leur présence dans les appareils à fluides isolantes, gaz comprimés ou huiles minérales [200].

a. Contributions

Le plus important apport théorique original de ce travail est la modélisation mathématique et la simulation numérique du comportement des granules conductrices dans un champ électrique continu, mono-ionisé. Le modèle a pu être formulé après l'élucidation des problèmes suivants: (1) - calcul analytique et numérique des charges acquises par des granules dans des champs électriques uniformes, mono-ionisés, ou en contact avec une électrode affectée d'un champ électrique uniforme ou non-uniforme; (2) - calcul numérique des forces électriques auxquelles sont soumises les granules en fonction de leur charge et de leur distance face à une électrode; (3) - évaluation de l'action du "vent électrique"; (4) - formulation des conditions d'apparition d'une décharge électrique entre un granule et une électrode, par suite de l'intensification locale du champ électrique (5) - analyse des conditions dans lesquelles un granule conducteur peut engendrer le claquage de l'air ionisé entre deux électrodes planes. Tous ces problèmes ont été étudiés dans le cas pratique d'électrodes non-infinies.

La multitude des facteurs qui influencent le comportement des granules conducteurs mobiles sous l'action d'un champ électrique, dans l'air ionisé, ont été mis en évidence par une étude expérimentale systématique. En utilisant plusieurs dispositifs (électrodes pointe-plan, fil-cylindre coaxiaux, "matrice de pointes" -

plan) on a déterminé le champ de décollement et l'amplitude verticale de mouvement pour des granules en graphite, en aluminium, en acier, de formes et de dimensions variées. Les expériences ont permis également de déterminer les tensions de claquage de l'air entre électrodes de configurations diverses, en présence d'un granule conducteur fixe ou mobile.

La partie appliquée de cette thèse développe les recherches antérieures de l'auteur sur la séparation électrostatique des matériaux granulaires. L'étude a approfondi les phénomènes physiques qui expliquent le comportement des granules conducteurs dans les électroséparateurs à tambour et propose plusieurs solutions techniques pour l'amélioration des installations et des technologies industrielles de triage électrostatique.

b. Perspectives

Les études effectuées jusqu'au présent indiquent au moins trois directions de recherche qui méritent d'être continuées: (1) visualisation des détails des mouvements des granules; (2) raffinement des techniques de mesure des micro-décharges entre les granules et l'électrode; (3) analyse numérique tri-dimensionnelle de l'intensification du champ électrique produite par des granules qui ont des formes variées et qui sont situées entre divers systèmes d'électrodes. Tous résultats obtenus dans l'investigation de ces problèmes peuvent contribuer à une meilleure compréhension des phénomènes physiques associés à la présence d'un granule conducteur dans un champ électrique mono-ionisé, à proximité d'une électrode.

* * *

La conclusion générale de ce travail pourrait être formulée ainsi: *le comportement des granules conducteurs dans un champ électrique mono-ionisé dépend de leurs caractéristiques physiques et géométriques; on peut contrôler les mouvements de ces granules dans les installations qui utilisent les forces électrostatiques et diminuer les effets non-désirés de leur présence dans les appareils à haute tension par l'intermédiaire de l'intensité du champ électrique et de la densité de la charge d'espace.*

ANNEXES

*"Aux parties les plus concrètes des sciences,
les considérations de singularités techniques sont comme
un échelon indispensable pour s'élever aux principes plus abstraits
et sont poursuivies dans des recherches quasi-pratiques.*

*Entre les techniques et les sciences,
toutes les nuances, tous les passages ..."*

A. Rey

Annexe 1

Logiciels d'évaluation numérique des conditions de claquage de l'air atmosphérique entre électrodes planes en présence d'un granule conducteur

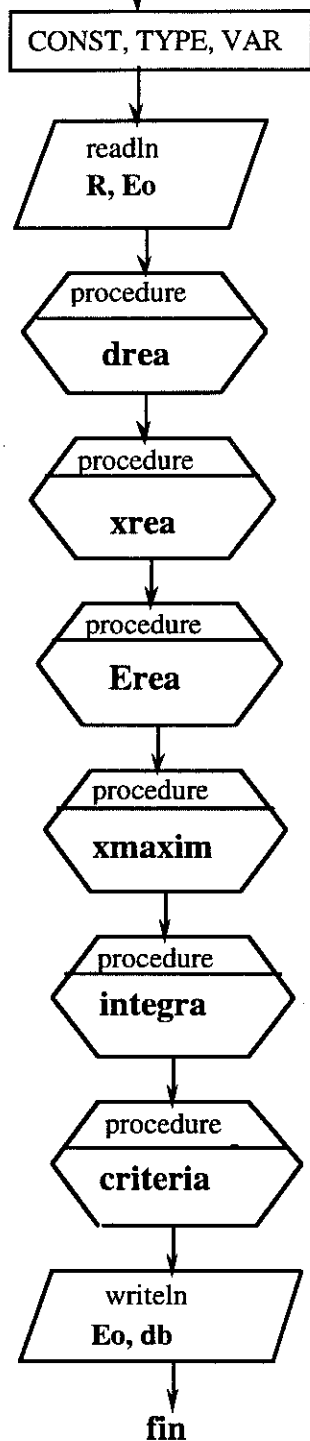
*"The computer is about as friendly
and helpful as a dead fish."*

The Complete Idiot's Guide to PC's

“Décharge” (Fig. A1.1) utilise le critère (1.50) pour effectuer le calcul de la charge critique Q_c qui engendre une décharge entre un granule et une électrode de polarité opposée, située à une distance x . Les valeurs du champ E qui interviennent dans les calculs ont été préalablement déterminées avec le CSP.

“Claquage” détermine la valeur critique x_c de la distance x pour qu'une décharge puisse se produire à l'extrémité du granule dans un champ électrique E_0 . Son organigramme est similaire à celle du logiciel “Décharge”. La liste d'instructions est donnée sur la Fig. A1.2.

Programme "Décharge"



Définition des constantes et des variables

Lecture des paramètres:

R: rayon du granule;

Eo: valeur moyenne du champ électrique

Calcul des distances granule-électrode auxquelles on évalue le critère de claquage

Calcul des coordonnées réelles, pour la valeur choisie du rayon **R**

Calcul des valeurs réelles du champ **E**, pour la valeur choisie du rayon **R**

Calcul de la longueur **xmax** de l'avalanche électronique

Calcul de l'intégrale du membre gauche du critère de claquage

Evaluation du critère de claquage

Ecriture des résultats
db: distance de claquage

Fig. A1.1. Organigramme du programme "Décharge".

```

program claquage; (*L. Dascalescu*)
CONST Eolim=3e6; dE=1e4; rprim=0.05; Eoprim=100; constint=9;

{* Eolim:   valeur limite imposé au champ électrique;      *
 * dE:      constante de calcul pour l'incrémentation de Eo; *
 * rprim:   valeur du rayon R dans le programme CSP;        *
 * Eoprim:  valeur du champ Eo dans le programme CSP;       *
 * constint: constante intervenant dans le critère de claquage *}

TYPE
Tab0=ARRAY[0..5] OF REAL;
Tab1=ARRAY[0..8] OF REAL;
Tab2=ARRAY[0..5,0..8] OF REAL;

CONST
d:Tab0=(0,0.001,0.005,0.01,0.025,0.05);
{* d: distances granule-électrode pour lesquelles          *
 *   on a analysé le champ électrique avec CSP              *}
xital:Tab1=(0,0.005,0.01,0.02,0.03,0.04,0.06,0.09,0.88);
{* xital: coordonnées où on a déterminé le champ E avec CSP *}
field:Tab2=((422.5,349,298.7,233.4,194.6,169.9,141.8,122.5,100),
(424.8,350.9,300.3,234.5,195.5,170.6,142.2,122.7,100),
(433.9,358.4,306.6,239.1,199,173.3,144,123.8,100),
(445.2,367.6,314.4,244.8,203.3,176.8,146.3,125.2,100),
(478.5,395.1,337.4,261.8,216.2,186.9,153.1,129.3,100),
(532.9,439.8,375,289.4,237.4,203.6,164.2,136.1,100));
{* field: valeurs du champ électrique E,                    *
 *   calculées avec CSP pour rprim=0,05                      *}

VAR
i,j,k,l: INTEGER;
db, R, xmax, xlim, Eo, Emed, Elim, Ereali, xrealj: REAL;
dreal, integral:Tab0; xreal:Tab1; Ereal:Tab2;
{* db: distance critique de claquage,                        *
 * R: rayon de la particule,                                  *
 * Eo: champ électrique moyen entre les électrodes,         *
 *   en absence du granule,                                  *
 * xmax, xlim, Emed, Elim, Ereali, xrealj, dreal,          *
 *   integral, Ereal: variables de calcul                    *}

(***)

PROCEDURE continua;
{* écriture des résultats                                     *}
BEGIN
Writeln('No breakdown at Eo=', Eo);
Eo:=Eo+dE;
END;

(***)

```

Fig. A1.2. Programme "Claquage" (page 1/4).

```

PROCEDURE final;
  { * écriture des résultats
  BEGIN
  Writeln('Eo=', Eo, 'db=', db);
  Eo:=Eolim+dE;
  END;
  (***)

PROCEDURE drea;
  { * calcul des distances granule-électrode
  *   auxquelles on évalue le critère de claquage
  BEGIN
  i:=0;
  REPEAT
    dreal[i]:=d[i]*R/rprim;
    i:=i+1;
  UNTIL i=6;
  END;
  (***)

PROCEDURE xrea;
  { * calcul des coordonnées réelles,
  *   pour la valeur choisie du rayon R
  BEGIN
  j:=0;
  REPEAT
    xreal[j]:=xital[j]*R/rprim;
    j:=j+1;
  UNTIL j=9;
  END;
  (***)

PROCEDURE Erea;
  { * calcul des valeurs réelles du champ électrique E,
  *   pour la valeur choisie du rayon R
  BEGIN
  i:=0;
  REPEAT
    j:=0;
    REPEAT
      Ereal[i,j]:=field[i,j]*Eo/Eoprim;
      j:=j+1;
    UNTIL j=9;
    i:=i+1;
  UNTIL i=6;
  END;
  (***)

```

Fig. A1.2. Programme "Claquage" (page 2/4).

```

PROCEDURE xmaxim;
  { * calcul de la longueur "xmax" de l'avalanche électronique * }
BEGIN
  xmax:=xreal[8];
  IF Ereal[i,0] < 24e5 THEN xmax:=0
  ELSE
    BEGIN
      l:=1;
      REPEAT
        IF Ereal[i,l] > 24e5 THEN l:=l+1
        ELSE
          BEGIN
            xmax:=xreal[l-1]+(-24e5+Ereal[i,l-1])*(xreal[l]-xreal[l-1])/
              (-Ereal[i,l]+Ereal[i,l-1]);
            l:=9;
            END;
          UNTIL l=9;
        END;
      END;
    END;
END;

```

```

PROCEDURE limit;
  { * calcul des limites d'intégration * }
BEGIN
  Ereali:=Ereal[i,j]+(xmax-xreal[j])*(Ereal[i,j+1]-Ereal[i,j])/
    (xreal[j+1]-xreal[j]);
  xrealj:=xmax;
END;

```

(***)

```

PROCEDURE integra;
  { * calcul de l'intégrale *
  * du membre gauche du critère de claquage * }
BEGIN
  i:=0;
  REPEAT
    j:=0; integral[i]:=0; xmaxim;
    REPEAT
      xlim:=xreal[j]; Elim:=Ereal[i,j];
      IF xreal[j] > xmax THEN j:=8
      ELSE
        BEGIN
          Ereali:=Ereal[i,j+1]; xrealj:=xreal[j+1];
          IF xreal[j+1] > xmax THEN limit;
          Emed:=(Ereali+Elim)/2;
          integral[i]:=21*sqr(Emed-24e5)*(xrealj-xlim)/1e10+integral[i];
          j:=j+1;
          END;
        UNTIL j=8;
      i:=i+1;
    UNTIL i=6;
  END;

```

(***)

Fig. A1.2. Programme "Claquage" (page 3/4).

```

PROCEDURE Criteria;
  { * évaluation du critère de claquage * }
BEGIN
  i:=-1; db:=0;
  REPEAT
  i:=i+1;
  UNTIL (integral[i]>=constint) OR (i=5);
  IF i=0 THEN final
    ELSE
      BEGIN writeln('integral[5]=' ,Integral[5]);
        IF integral[5] < constint THEN continua
          ELSE
            BEGIN
              { * interpolation pour le calcul de la distance de claquage * }
              db:=dreal[i-1]+(dreal[i]-dreal[i-1])*(constint-integral[i-1])/
                (integral[i]-integral[i-1]);
            END;
          END;
        END;
      END;
  END;

  (***)

```

```

BEGIN
  Write('EO, R'); Readln(Eo,R); { * lecture des données initiales * }
  drea; xrea;
  REPEAT
    Erea;      { * calcul des valeurs réelles du champ E, *
               * pour la valeur choisie du rayon R * }
    integra;  { * calcul de l'intégrale *
               * du membre gauche du critère de claquage * }
    Criteria; { * évaluation du critère de claquage * }
  UNTIL Eo>Eolim;

  END.

```

Fig. A1.2. Programme "Claquage" (page 4/4).

Annexe 2

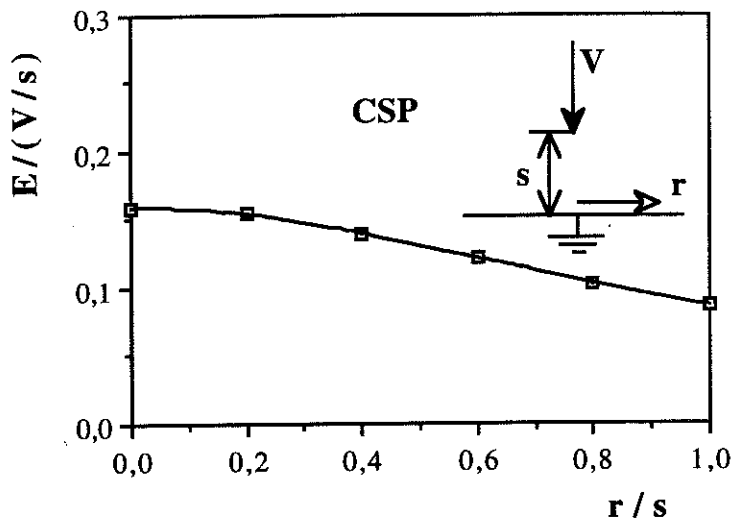
Analyse numérique du champ harmonique des systèmes d'électrodes pointe-plan

*"I have found that excessive attention
to mathematical complexity
obscures the physical meaning
of the result."*

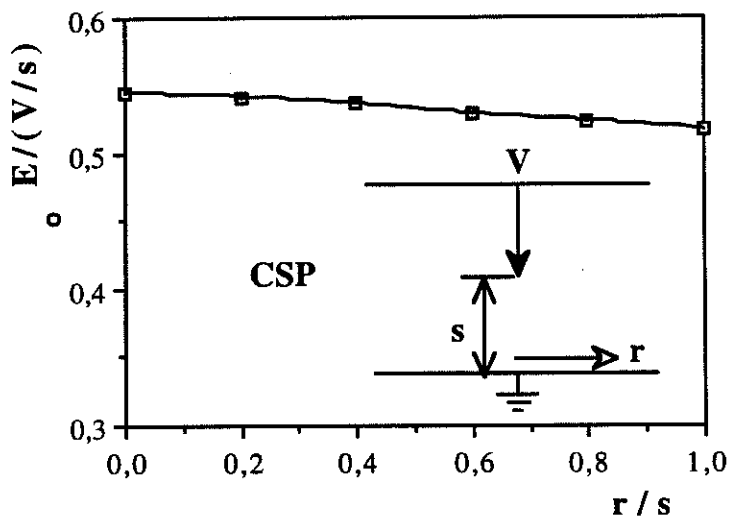
Prof. J.M. Crawley

Le champ électrique entre une pointe et un plan (**Fig. 2.2,a**) peut être évalué analytiquement [93]. L'utilisation d'un logiciel d'analyse numérique du champ électrique n'est nécessaire que pour l'étude des systèmes d'électrodes plus compliqués, comme celui montré sur la **Fig. 2.2,b**.

Une comparaison entre les distributions du champ calculées avec CSP [62] sur la surface de l'électrode plane dans les deux situations (**Fig. A2.1**) met en évidence l'effet important de l'électrode plaque ("élément électrostatique") au même potentiel que la pointe. Cette observation peut expliquer les différences de comportement des granules dans les deux dispositifs. Le principe d'associer un "élément électrostatique" (plan ou tubulaire) à une ou plusieurs pointes ionisantes est fréquemment utilisé dans les applications industrielles [20].



(a)



(b)

Fig. A2.1. Distribution du champ électrique à la surface d'une électrode plane mise à la terre en face d'une pointe à la haute tension; (a) cas du dispositif montré sur la Fig. 2.2,a; (b) cas du dispositif montré sur la Fig. 2.2,b.

Annexe 3

Etude des conditions de décollement d'un granule cylindrique posé sur une électrode affectée d'un champ ionisé; influence du rapport longueur/rayon (L/R)

*" Don't waste your time -
there's nothing more to be found out."*

H.G.J. Aitken

Pendant la transition de la position "couché" vers la position "dressé", l'énergie potentielle W_p d'un granule cylindrique varie avec la quantité:

$$\Delta W_p = mg[(L/2) - R] , \quad (A3.1)$$

sous l'action de la force du champ électrique: $F = QE_0$. La variation ΔW_p s'exprime donc également par:

$$\Delta W_p = \int_R^{\frac{L}{2}} QE_0 dy , \quad (A3.2)$$

où y : coordonnée verticale du centre du granule par rapport à la surface de l'électrode.

Dans un champ électrique harmonique (densité de la charge d'espace nulle), la charge Q d'un granule qui décolle d'une électrode conserve la valeur maximale Q_m (Tableau 1.1):

$$Q = Q_m = 2\pi\epsilon_0 LRE_0. \quad (A3.3)$$

et l'équation (A3.2) s'écrit:

$$\pi LR^2 \rho g [(L/2) - R] = 2\pi\epsilon_0 LRE_0^2 [(L/2) - R] . \quad (A3.4)$$

La valeur E^*_{10} du champ E_0 qui satisfait cette équation ne dépend pas de la longueur L du granule.

La situation est différente dans un champ électrique à charge d'espace. Le flux d'ions mono-polaires produit la diminution de la charge Q du granule, dès que celui-ci n'est plus en contact avec l'électrode:

$$Q(t) < Q_m, t > 0, \quad (A3.5)$$

où $Q(t)$ est une fonction exprimée par la relation (4.22). L'accélération au décolllement:

$$\frac{dv(0)}{dt} > \frac{2\pi\epsilon_0 L R E_0^2 [(L/2) - R]}{\pi L R^2 \rho [(L/2) - R]} - g = \frac{2\epsilon_0 E_0^2}{R\rho} - g \quad (A3.6)$$

étant la même pour des cylindres de longueurs variées, la durée t_1 du processus de transition "couché"-dressé" dépend seulement de la distance $(L/2) - R$ qui doit être parcourue par le centre de gravité du granule. La transition est plus rapide dans le cas d'un granule court ($L = L'$). Sa charge varie moins que celle d'un granule long ($L = L''$), parce que la durée de transition $t'_1 < t''_1$, et donc:

$$[Q'_m - Q(t'_1)]/Q'_m < [Q''_m - Q(t''_1)]/Q''_m \quad (A3.7)$$

ou

$$Q(t'_1)/Q'_m > Q(t''_1)/Q''_m \quad (A3.8)$$

Avec les notations:

$$\frac{1}{\frac{L'}{2} - R} \int_R^{\frac{L'}{2}} Q' dx = Q^*; \quad \frac{1}{\frac{L''}{2} - R} \int_R^{\frac{L''}{2}} Q'' dx = Q^{**}; \quad (A3.9)$$

on peut écrire la relation:

$$Q^*/Q'_m > Q^{**}/Q''_m \quad (A3.10)$$

ou

$$Q^*/Q^{**} > Q'_m/Q''_m = L'E'_{10}/L''E''_{10} \quad (A3.11)$$

Les équations qui expriment les variations de l'énergie potentielle dans les deux cas (L' et L'') sont:

$$\pi L' R^2 \rho g [(L'/2) - R] = Q^* E'_{10} [(L'/2) - R] . \quad (A3.12,a)$$

$$\pi L'' R^2 \rho g [(L''/2) - R] = Q^{**} E''_{10} [(L''/2) - R] . \quad (A3.12,b)$$

Leur rapport est:

$$L'/L'' = Q^* E'_{10} / (Q^{**} E''_{10}) \quad (A3.13)$$

et en tenant compte de (A3.11), on obtient:

$$L'/L'' = Q^* E'_{10} / (Q^{**} E''_{10}) = Q'_m E''_{10} / (Q''_m E'_{10}) \quad (A3.14)$$

d'où on tire:

$$(E''_{10}/E'_{10})^2 = Q^* Q''_m / (Q^{**} Q'_m) \quad (A3.15)$$

Puisque la relation (A3.10) peut être écrite sous la forme:

$$Q^* Q''_m / (Q^{**} Q'_m) > 1 , \quad (A3.16)$$

l'inéquation (A3.16) implique:

$$E''_{10}/E'_{10} > 1 . \quad (A3.17)$$

Le champ de décollement du granule court (E'_{10}) est inférieure au champ de décollement du granule long (E''_{10}).

Annexe 4

Forces agissant sur des granules chargés en champ ionisé

*"Electrostatic forces are usually considered
too weak to move macroscopic objects."*

Prof. J.M. Crawley

La force d'attraction entre un granule ayant la charge Q_s et une électrode de polarité opposée varie avec la distance x entre les deux objets (Fig. A4.1). Dans le cas des sphères, cette variation peut s'exprimer avec la formule approchée:

$$F/(E_o Q_m) = 1,47 (x/R)^{-0,65} \text{ pour } x/R < 0,1 \quad . \quad (A4.1)$$

Dans le cas des sphères ayant la charge Q_m , le même rapport vaut:

$$F/(E_o Q_m) = 0,7 (x/R)^{-0,65} \text{ pour } x/R < 0,1 \quad . \quad (A4.2)$$

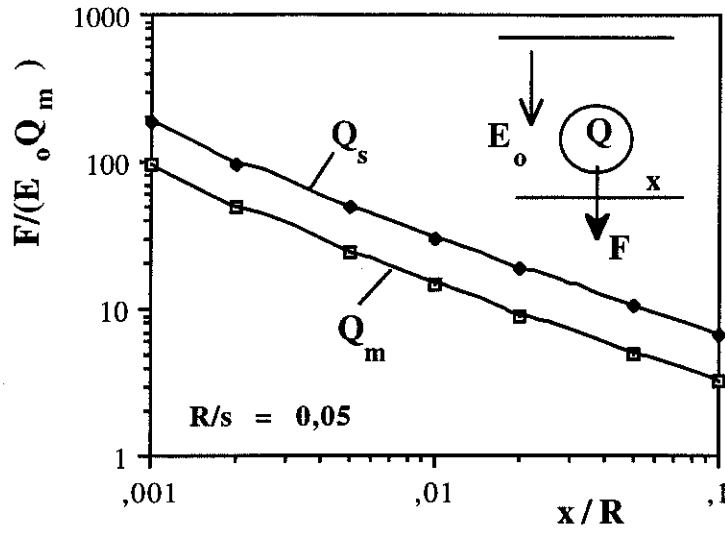
Des formules similaires ont été établies pour des cylindres ($L/R = 10$, $L/s = 0,1$), à extrémités hémisphériques, ayant respectivement la charge Q_s :

$$F/(E_o Q_m) = 1,46 (x/R)^{-0,95} \text{ pour } x/R < 0,1 \quad (A4.3)$$

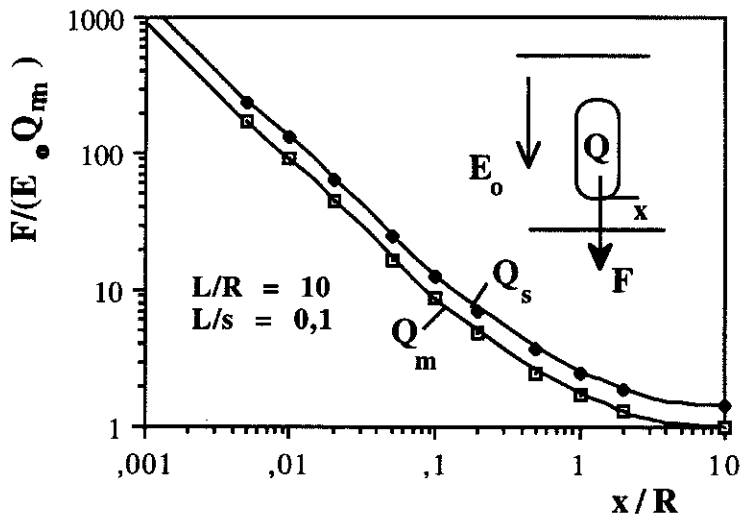
et Q_m :

$$F/(E_o Q_m) = (x/R)^{-0,95} \text{ pour } x/R < 0,1 \quad . \quad (A4.4)$$

Le rapport des forces d'attraction dans les deux situations ($Q = Q_s$ et $Q = Q_m$) est $\approx Q_s/Q_m$.



(a)



(b)

Fig. A4.1. Force réduite $F/(E_0 Q_m)$ qui s'exerce sur des granules chargés sphériques (a) et cylindriques (b) à proximité d'une électrode de polarité opposée.

Annexe 5

Logiciel de simulation numérique du mouvement d'un granule conducteur sphérique en champ ionisé, dans l'air atmosphérique

*"Motion and fluidity
are the essence of particle systems."*

W.T. Reeves, chercheur

Le logiciel "**Décoll**" (Fig. A5.1) décrit par calcul numérique le mouvement d'un granule sphérique dans un champ ionisé. Les organigrammes des procédures "**Pulse**" et "**Pulse 1**" qui assurent la simulation des variations intermittentes de la charge d'espace sont données respectivement sur les figures A5.2 et A5.3.

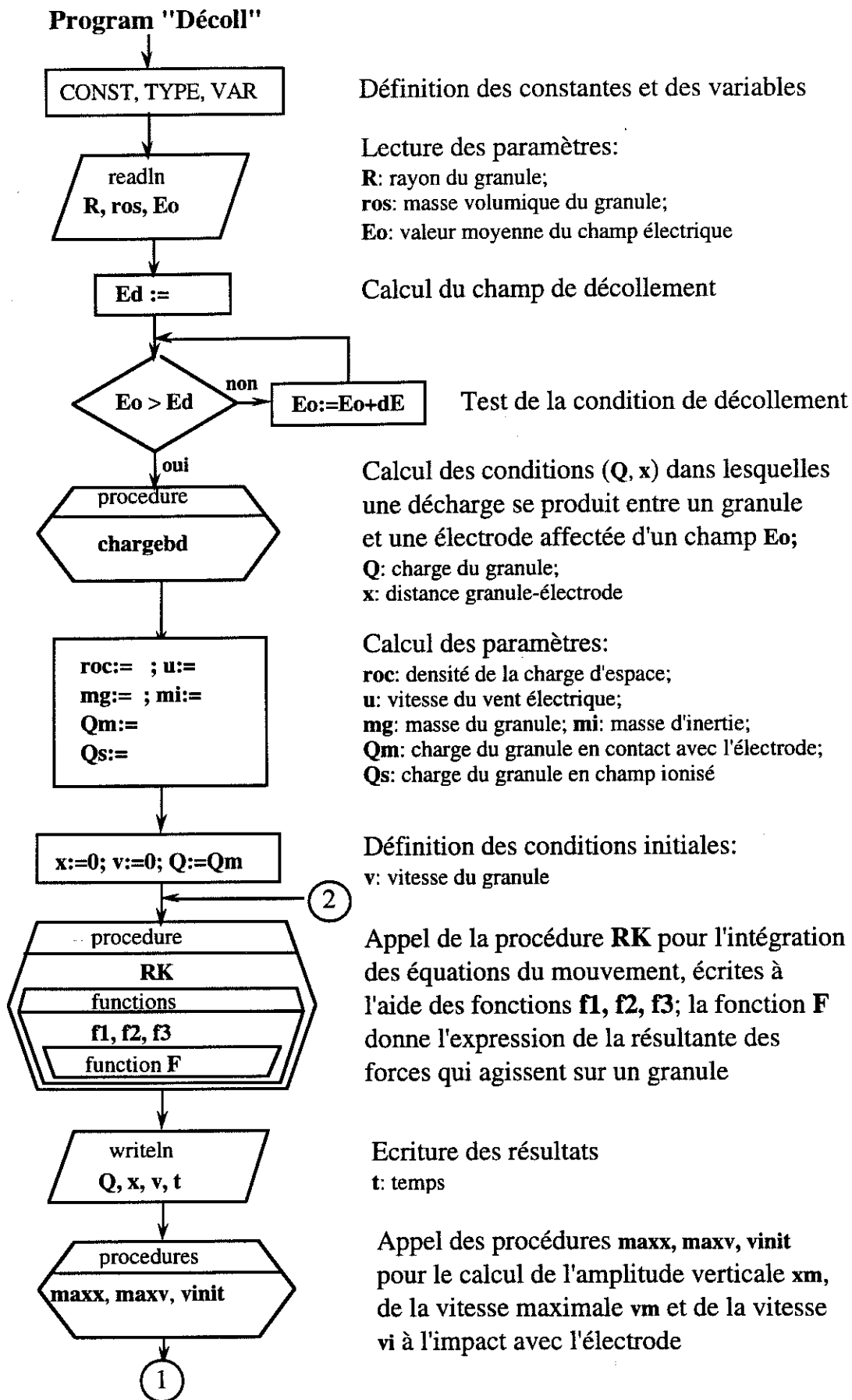
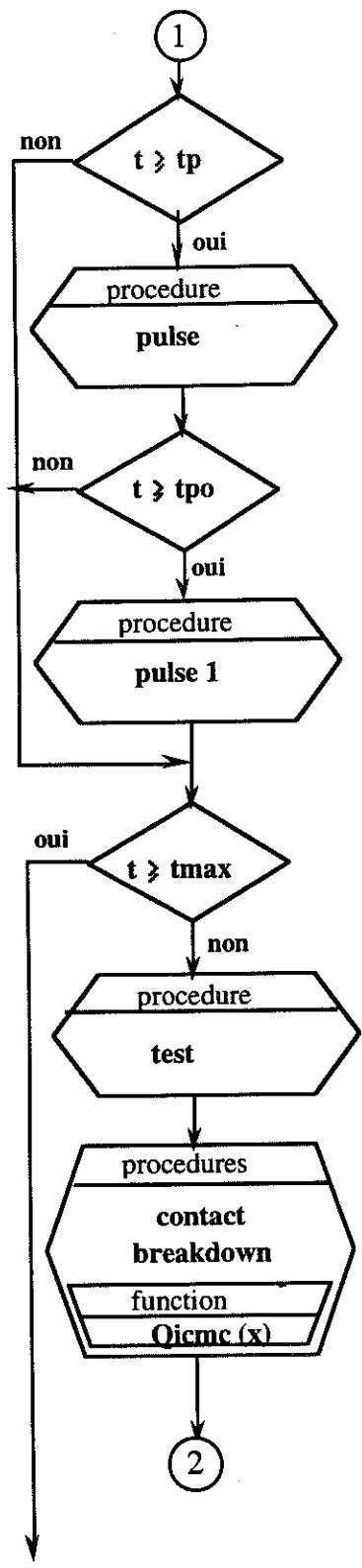


Fig. A5.1. Organigramme du logiciel "Décoll" (page 1/2).



Test de la fin d'une impulsion de la haute tension

Appel de la procédure **pulse** pour simuler la pause entre deux impulsions de tension

Test de la fin de la pause entre deux impulsions de la haute tension

Appel de la procédure **pulse 1** pour simuler la fin de la pause entre deux impulsions de la haute tension et écrire les valeurs de certains paramètres

Test de la limite de temps **tmax** imposée pour la durée du mouvement

Test des conditions pour l'apparition d'une décharge électrique entre le granule et l'électrode ou pour l'impact granule - électrode

Appel des procédures **contact** et **breakdown** pour simuler respectivement le contact mécanique granule-électrode ou l'apparition d'une décharge électrique entre les deux objets

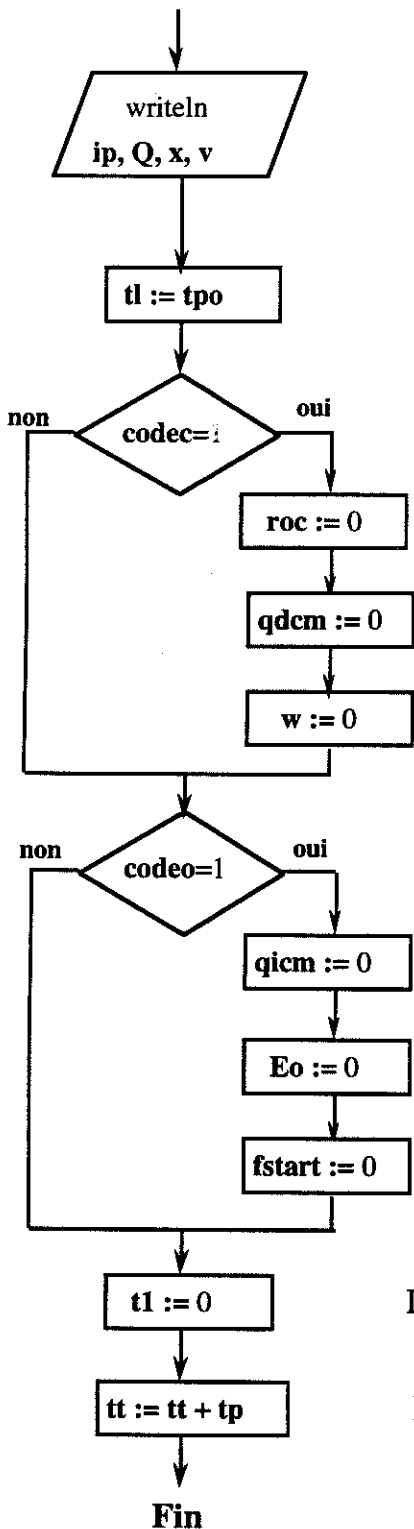
Qicmc: charge du granule court-circuité à l'électrode située à une distance **x**

Retour à la procédure **RK** pour un nouveau pas d'intégration des équations du mouvement

Fin du programme "**Décoll**"

Fig. A5.1. Organigramme du logiciel "**Décoll**" (page 2/2).

Procédure "Pulse"



Ecriture des valeurs des variables:

- ip**: nombre d'impulsions;
- Q**: charge du granule;
- x**: distance granule-électrode;
- v**: vitesse du granule

Description des conditions spécifiques à la pause entre deux impulsions de tension

- durée de la pause (**tpo**)
- test du code de la situation simulée
- densité nulle de la charge d'espace
- valeur nulle de la charge maximale acquise en champ ionisé
- absence du vent électrique
- test du code de la situation simulée
- valeur nulle de la charge maximale acquise par contact électrique
- intensité nulle du champ électrique appliqué
- force de décollement nulle

Initialisation de **t1**

Incrémentation de **tt**

Fig. A5.2. Organigramme de la procédure "Pulse".

Procédure "Pulse1"

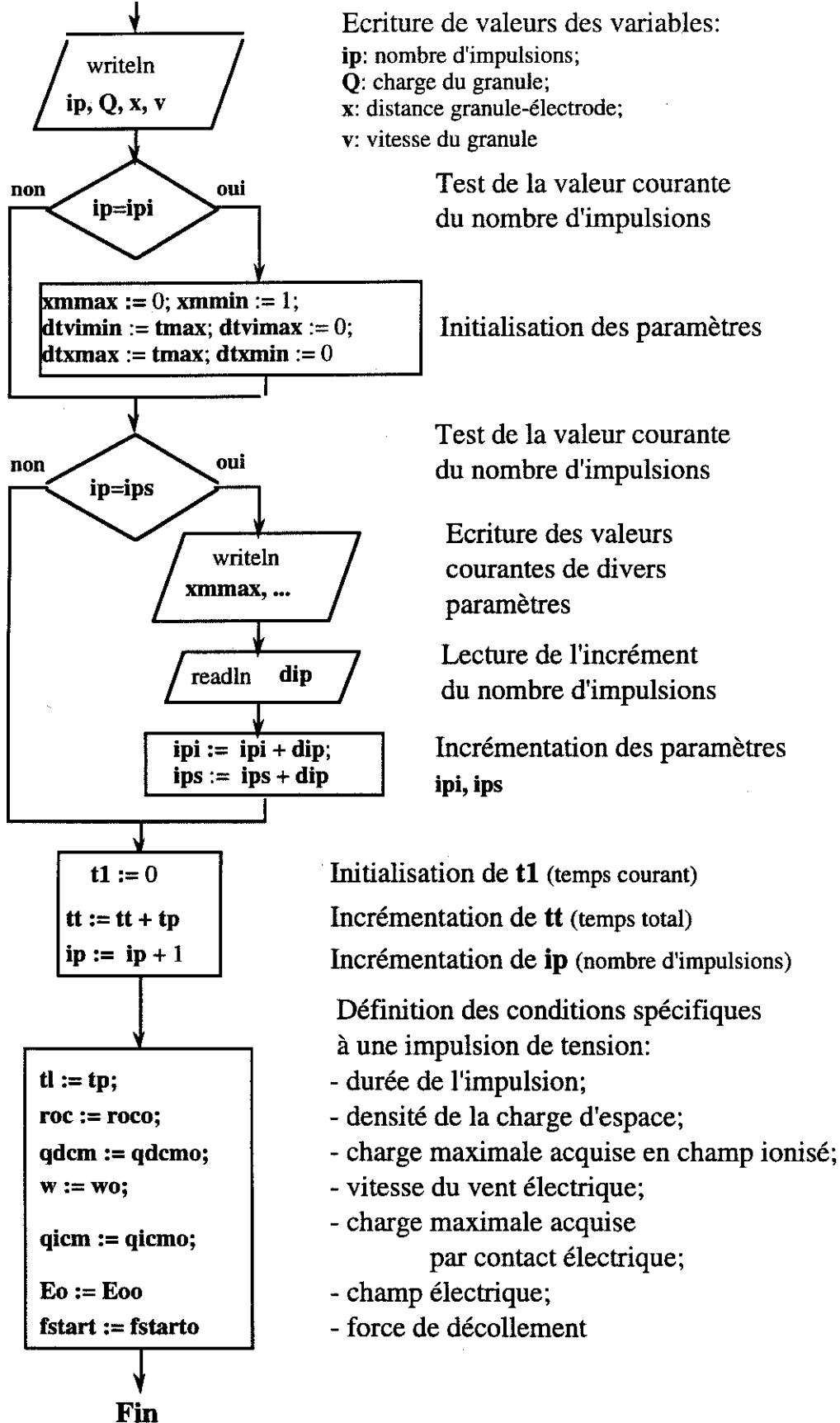


Fig. A5.3. Organigramme de la procédure "Pulse 1".

Annexe 6

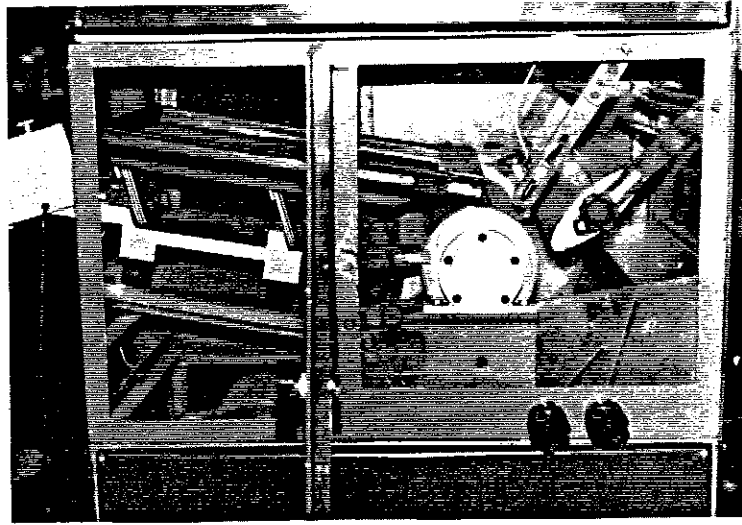
Installations industrielles de séparation électrostatique de matériaux granulaires

*"Have you ever noticed that
a successful space shuttle launch is
a 'scientific marvel'
but that a failed launch has
'an engineering problem'?"*

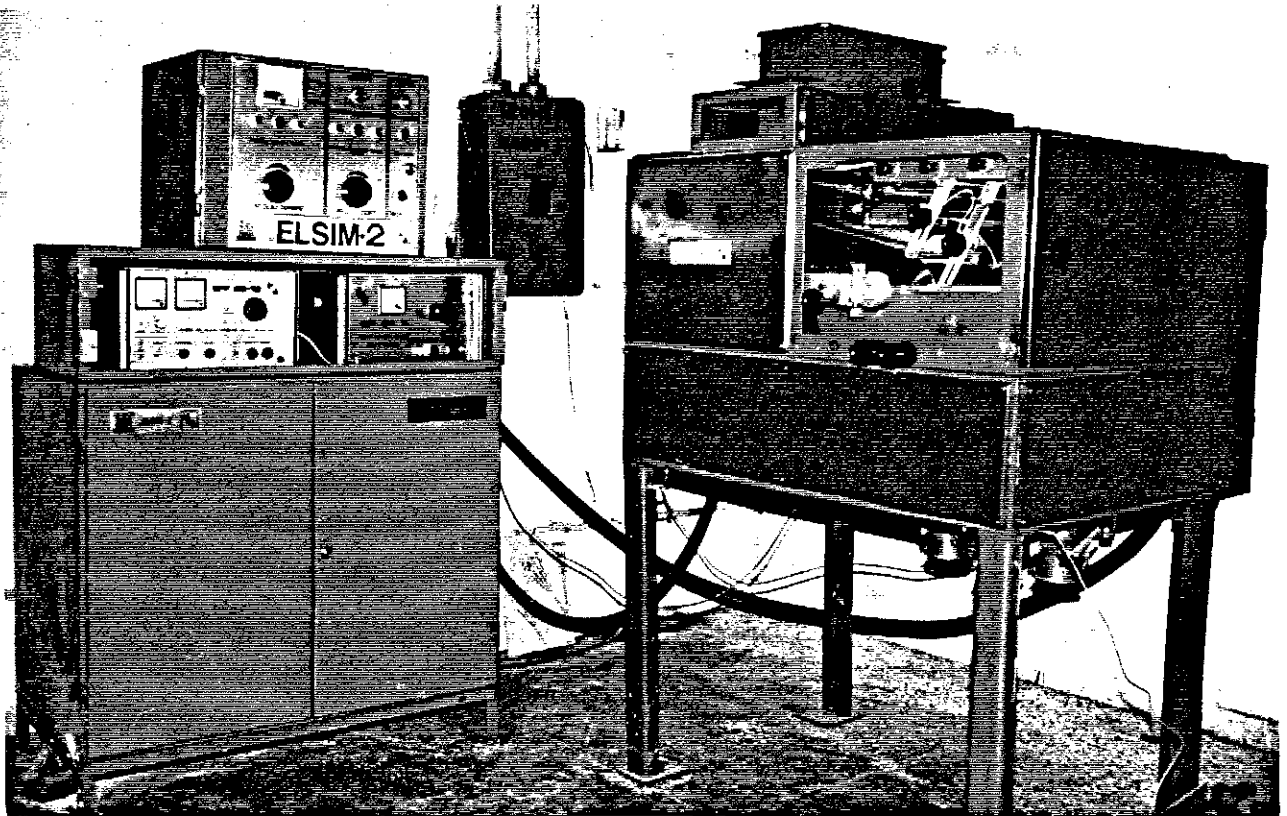
C. Michaels, ingénieur

Deux modèles d'installations industrielles d'électroséparation ont été développés par le Laboratoire de Champs Electriques Intenses de l'Université Technique de Cluj-Napoca, en collaboration avec l'entreprise "Electromures" de Targu-Mures. Les séparateurs électrostatiques à tambour ELSIM-1 (**Fig. A6.1,a**) et ELSIM-2 (**Fig. A6.2,b**) sont destinés à la *récupération de matériaux métalliques* (cuivre, aluminium, acier) et *isolants* (polychlorure de vinyle, polyéthylène) des *déchets industriels*. Ils sont capables de trier plus de 120 kg de déchets de câbles électriques par heure.

La variante modernisée de l'installation ELSIM-2 (**Fig. A.6.2**) a une productivité supérieure à 150 kg/heure. Elle fonctionne avec des rendements similaires à ceux obtenus sur les installations de laboratoire (§ 6.3.2).



(a)



(b)

Fig. A6.1. Installations industrielles pour l'électroséparation des matériaux isolants et métalliques, fabriquées par l'entreprise roumaine "Electromures" de Targu Mures; (a) modèle ELSIM-1; (b) modèle ELSIM-2.

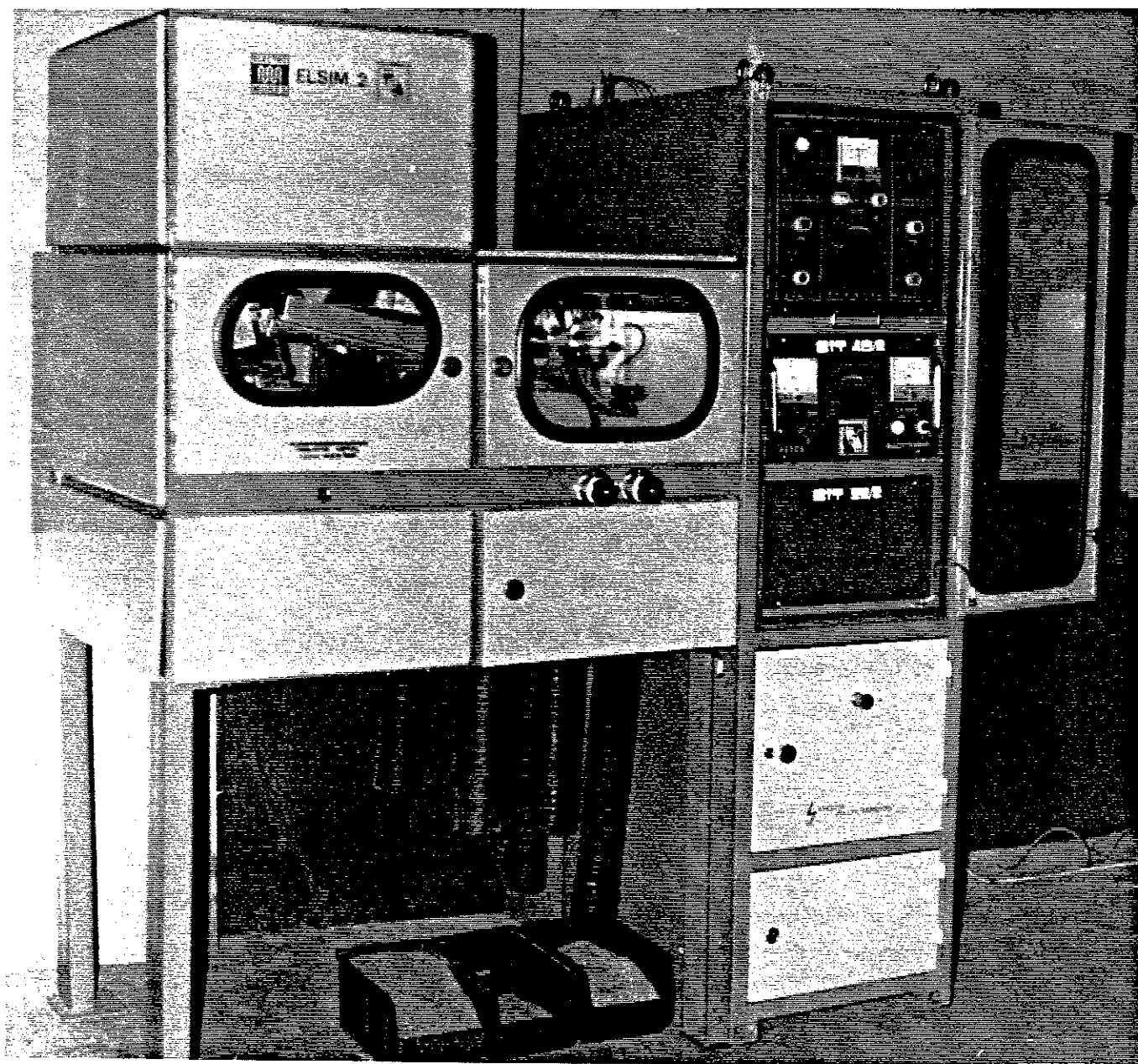


Fig. A6.2. Variante modernisée de l'électroséparateur ELSIM-2, fabriqué par l'entreprise roumaine "Electromures" de Targu-Mures.

Liste des symboles

- A**: superficie de la section transversale d'un granule, par rapport à la direction de mouvement du fluide;
- a, b**: axes de la méridienne d'un granule ellipsoïdal; **2a**: longueur du grand axe; **b**: rayon de révolution;
- C.S.P.**: "Charge Simulation Program": logiciel pour l'analyse du champ électrique à l'aide de la méthode des éléments de frontière;
- E**: champ électrique (**E₀**: champ électrique uniforme);
- E₁**: champ électrique de décollement (**E₁₀**: champ de décollement, en absence de la charge d'espace);
- F**: force due au champ électrique;
- F***: force exercée par le champ électrique uniforme **E₀** sur une granule en contact avec une électrode;
- F_a**: force aérodynamique sur un granule en mouvement;
- F_C**: force de Coulomb;
- F_g**: force de pesanteur, diminuée de la pousée d'Archimède;
- F_i**: force d'inertie;
- F_{ie}**: force d'image électrique;
- F_w**: force aérodynamique sur un granule posé sur une électrode plane;
- I**: intensité du courant (couronne);
- J**: densité du courant (couronne);
- k**: mobilité des ions;
- k_e**: coefficient de rebond d'un granule sur une plaque;
- K_f**: coefficient de forme du système d'électrodes;
- k_F = F/F***: rapport de décollement;

L: longueur d'un granule cylindrique;

m: masse d'un granule;

N: facteur de dépolarisation;

p: pression;

Q: charge électrique d'un granule;

Q_c: charge critique qui engendre une décharge entre un granule et une électrode de polarité opposée;

Q_m: charge maximum acquise en contact avec une électrode, dans un champ électrique uniforme;

Q_s: charge maximum acquise dans un champ électrique uniforme, mono-ionisé;

q: densité de la charge d'espace;

R: rayon d'un granule;

R_{i(e)}: rayon de l'électrode intérieure (extérieure) du système de cylindres coaxiaux;

r: coordonnée radiale;

r_p: rayon de l'aiguille;

s: distance entre électrodes;

u: vitesse du vent électrique;

V: potentiel de l'électrode à haute tension;

V_g: potentiel d'un granule;

v: vitesse d'un granule;

W: volume d'un granule;

x: distance entre un granule et une électrode;

x_{cm} : distance critique, à laquelle une décharge se produit entre un granule chargé et une électrode de polarité opposée;

α : coefficient effectif d'ionisation;

ξ - coordonnée en direction verticale;

χ - susceptivité électrique;

ε - permittivité électrique; $\varepsilon_0 = 1/(4\pi \cdot 9 \cdot 10^9)$ F/m;

η : viscosité dynamique du fluide (air);

ρ - masse volumique du fluide (air);

ρ_s - masse volumique d'un granule;

σ - conductivité électrique;

Indices:

C - cylindre;

CSP - grandeurs physiques calculées avec le logiciel CSP;

NU - non-uniforme;

S - sphère;

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

*"De toutes les superstitions,
la moins originale est celle de la science."*

Emil Cioran, philosophe français d'origine roumaine

- [1] **I. I. Inculet**, *Electrostatic Mineral Separation*. Wiley, New York, 1986.
- [2] **C. B. Gill**, *Materials Beneficiation*. Springer, Berlin, 1991.
- [3] **L. Dascalescu, Al. Iuga, R. Morar**, Corona-electrostatic separation: an efficient technology for the recovery of metals and plastics from industrial wastes. *Magnetic and Electrical Separation*, 4 (1993) 241-255.
- [4] **J. F. Hughes**, *Electrostatic Powder Coating*. Research Studies Press, New York, 1985.
- [5] **A. R. Coppen**, Electrostatic Precipitators. *Technical Report*, Blue Circle Industries, U.S.A., 1984.
- [6] **L. Dascalescu, P. L. Levin, H. Yamamoto, A. Mizuno**, Removal of particles from solid surfaces by electrostatic force. *Proc. IESJ Ann. Meet.*, Suwa (Japan), 1993, 229-232.
- [7] **A. D. Moore**, *Electrostatics and Its Applications*. Wiley, New York, 1973.
- [8] **J. M. Crawley**, *Fundamentals of Applied Electrostatics*. Wiley, New York, 1986.
- [9] **J. A. Cross**, *Electrostatics. Principles, Problems and Applications*. Adam Hilger, Bristol, 1987.
- [10] **L. Dascalescu**, *An Introduction to Ionized Gases. Theory and Applications*. Toyohashi University of Technology, Toyohashi, 1993.
- [11] **J. R. Laghari, A. H. Qureshi**, A review of particle-contaminated gas breakdown, *IEEE Trans. Elec. Insul.*, EI-16 (1981) 388-398.
- [12] **M. M. Morcos, H. Anis, K. D. Srivastava**, Particle-initiated corona and breakdown in GITL systems. *IEEE Trans. Elec. Insul.*, EI-24 (1989) 561-571.
- [13] **R. Tobazéon**, Role des particules conductrices dans le claquage des fluides. *Actes Journées d'Etudes "Electrostatique"* Poitiers, 1992, 173-181.

- [14] **S. Birlasekaran, M. Darveniza, B. Sharp**, The behaviour of small spherical particles in electrically stressed transformer oil, *Proc. Int. Conf. Properties and Appl. of Dielectric Materials*, Xian, 1985, 320-324.
- [15] **L. Dascalescu, R. Morar, Al. Iuga, A. Samuila, V. Neamtu, I. Suarasan**, Charging of particulates in the corona field of roll-type electroseparators. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 27 (1994) - in press.
- [16] **A. Iuga, L. Dascalescu, R. Morar, I. Csorvasy, V. Neamtu**, Corona-electrostatic separators for recovery of waste non-ferrous metals. *J. Electrostat.*, 23 (1989) 235-243.
- [17] **R. Morar, Al. Iuga, L. Dascalescu, A. Samuila**, Factors which influence the insulation-metal electroseparation. *J. Electrostat.*, 30 (1993) 403-412.
- [18] **L. Dascalescu**, Progresses in corona-electrostatic separation technologies and equipments. *Proc. 1993 Spring Meeting of the Institute of Electrostatics Japan, Tokyo, 25 mars 1993*, 31-54.
- [19] **V. Neamtu, R. Morar, Al. Iuga, I. Suarasan, L. Dascalescu**, Influence of high-voltage polarity on corona-electrostatic separation. *J. Electrostat.*, 30 (1993) 423-432.
- [20] **L. Dascalescu, Al. Iuga, R. Morar, V. Neamtu, I. Suarasan, A. Samuila, D. Rafiroiu**, Corona and electrostatic electrodes for high-tension separators, *J. Electrostat.*, 29 (1993) 211-225.
- [21] **J. F. Delon**, Théorie de la séparation électrostatique à l'aide de l'effet corona, *Annales des mines*, 3 (1966) 37-50.
- [22] **N. F. Olofinskij**, *Elektriceskie metody obogascenija*. Nedra, Moskva, 1970.
- [23] **T. Meinander**, Zur theorie des Starkfeld- Elektroscheidung. *Aufbereitungs Technik*, nr.3 (1977) 127-133.
- [24] **A. I. Mesenjasin**, *Elektricestaja separacija v sil'nyh poljah*. Nedra, Moskva, 1978.
- [25] **Al. Iuga**, Contributions à l'étude du champ électrique des électroséparateurs. *Thèse de doctorat*. Institut Polytechnique de Iassy, 1984.
- [26] **L. Dascalescu, A. Iuga, R. Morar**, Modelling of Corona-Electrostatic Separation Processes. *Materials Science*, 16 (1990) 273-283.

- [27] **O. C. Ralston**, *Electrostatic Separation of Mixed Granular Materials*. Elsevier, Amsterdam, 1961.
- [28] **J. E. Lawver, W. P. Dyrenforth**, Electrostatic Separation. In: A.D. Moore (Ed.), *Electrostatics and Its Applications*. Wiley, New York, 1973, 221-249.
- [29] **T. Takahashi, Y. Watabe, K. Tabei, K. Haga**, New equipments for resource recovery: electrostatic separator and eddy current separator. *Conf. Rec. IEEE/IAS Annual Meeting*, 1980, 1026-1031.
- [30] **K. Asano**, Review of the 1980 Annual Meeting of the Institute of Electrostatics Japan, *J. Electrostatics*, 9 (1981) 367-384.
- [31] **F. S. Knoll, J. B. Taylor**, Advances in electrostatic separation. *Minerals and Metallurgical Processing*, May 1985, 106-114.
- [32] **F. S. Knoll, J. E. Lawver, J. B. Taylor**, Electrostatic separation. In: *Ullmann's Encyclopedia of Industrial Chemistry* (5-th Ed.). VCH, Weinheim, 1988, vol B2, 20-1 - 20-11.
- [33] **R. Morar, Al. Iuga, L. Dascalescu, V. Neamtu, I. Munteanu**, Separation and biostimulation of soybeans using high-intensity electric fields. *Proc. Int. Conf. Modern Electrostatics*, Beijing, 1988, 158-160.
- [34] **L. Dascalescu, R. Morar, Al. Iuga, V. Neamtu, I. Csorvasy**, Corona-electrostatic separation processes for recovery of conducting and insulating materials from industrial wastes. *Proc. Int. Conf. Modern Electrostatics*, Beijing, 1988, 203-206.
- [35] **R. Morar, Al. Iuga, L. Dascalescu**, Industrial applications of granular materials separation using corona-electrostatic fields. *Proc. 9th Int. Symp. Electro-machining, Nagoya*, 1989, 410-413.
- [36] **A. D. Dance, T. Kojovic, R. D. Morrison**, Development of electrostatic separation models of the mineral sands industry. *Proc. Extractive Metal. Conf.*, Perth, 1991, 13-18.
- [37] **Al. Iuga, R. Morar, L. Dascalescu, I. Cuglesan, V. Neamtu, A. Samuila**, Mica flakes beneficiation from pegmatites by electrostatic separation. *Proc. Joint Conf. 1993 Int. Workshop on Elec. Insul. & 25th Symp. on Elec. Insul. Mater.*, Nagoya, 1993, 437-440.
- [38] **N. J. Félici**, Forces et charges de petits objets en contact avec une électrode affectée d'un champ électrique, *Rev. Gén. Elec.*, 75 (1966) 1145-1160.

- [39] **T. W. Dakin, J. Hughes**, The behaviour of individual conducting particles in electric fields. *1968 Annual Report of the Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, National Academy of Science, Washington D.C., 1969, 68-72.
- [40] **H. C. Doepken Jr.**, Free conducting particles and gas breakdown, *1969 Annual Report of the Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena*, National Academy of Science, Washington D.C., 1970, 7-11.
- [41] **M. Akazaki, M. Hara**, Mechanism and characteristics of d.c. corona from floating particles. *Electrical Engn. in Japan*, 90 (1970) 131-141.
- [42] **A. K. Cookson, P. C. Bolin, H. C. Doepken, R. E. Wooton, C. M. Cooke, J. G. Trump**, Recent research in the United States on the effect of particle contamination reducing the breakdown voltages in compressed-gas insulated systems, *CIGRE, Report No. 15-09*, 1976.
- [43] **F. A. M. Rizk, C. Masetti, R. P. Comsa**, Particle-initiated breakdown in SF₆ insulated systems under direct voltages, *IEEE Trans. Power Apparatus and Systems*, PAS-98 (1979) 825-836.
- [44] **H. Parekh, K. D. Srivastava**, Breakdown voltage in particle contaminated compressed gases, *IEEE Trans. Electr. Insul.*, EI-14 (1979) 101-106.
- [45] **C. M. Cooke**, Electrostatics of particle control in gas-insulated apparatus, *Gaseous Dielectrics II* (Edited by L. G. Christophorou), Pergamon Press, New York, 1980, 275-283.
- [46] **H. Anis, K. D. Srivastava**, Free conducting particles in compressed gas insulation, *IEEE Trans. Elec. Insul.*, EI-16 (1981) 327-338.
- [47] **A. K. Cookson**, Gas-insulated cables. *IEEE Trans. Elec. Insul.*, EI-20 (1985) 859-890.
- [48] **M. A. S. Leijon, A. E. Vlastos**, Time dependence of ac flashover characteristics for particle initiated breakdown in GIS. *IEEE Power Engn. Soc. Paper 88 WM223-0*, 1988.
- [49] **M. M. Morcos, K. D. Srivastava**, On the particle-initiated breakdown of SF₆ insulated cables, *Europhys. Lett.*, 17 (1992) 529-534.

- [50] **O. Yamamoto, T. Hara, K. Hashimoto, Y. Tokko, T. Fujimoto**, Behaviour of a metal particle on a coated electrode affected by a corona discharge. *Prof. X-th Int. Conf. on Gas Disch. & Appl.*, Swansea, 1992, 322-325.
- [51] **M. Wohlmuth**, Measurement and calculation of lift-off fields and charges for free-moving particles. *Prof. X-th Int. Conf. on Gas Disch. & Appl.*, Swansea, 1992, 414-417.
- [52] **T. Shibata, Y. Gosho, M. Endo**, Corona discharge appearing on a fixed conducting particle placed within a gap between spherical electrodes subjected to d.c. voltage. *Proc. IESJ*, Tokyo, 1992, 355-358.
- [53] **P. Naidoo, D. A. Swift**, Large particle initiated breakdown of atmospheric air gap: relating to a.c. power line faults caused by sugar-crane fires. *Proc. 8-th Int. Symp. High-voltage Engineering*, Yokohama, 1993, paper 43.09.
- [54] **N. N. Lebedev, I. P. Skal'skaya**, Force acting on a conducting sphere in the field of a parallel plate condenser. *Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki*, 32 (1962) 375-378.
- [55] **P. P. Silvester, R. L. Ferrari**, *Finite Elements for Electrical Engineering*. Cambridge University Press, Cambridge, 1983.
- [56] **J. L. Coulomb, J. C. Sabonnadiere**, *CAO en électrotechnique*. Hermes, Grenoble, 1985.
- [57] **W. Müller**, Numerische Feldberechnung als Instrument zur Entwicklung und Optimierung elektrischer Geräte. *Arch. Elektrotechnik*, 69 (1986) 295-300.
- [58] **D. McAllister, J. R. Smith, N. J. Diserens**, *Computer Modelling in Electrostatics*. Research Studies Press, Letchworth, 1987.
- [59] **Paola Girdinio, P. Molfino, G. G. Molinari, A. F. Viviani**, Numerical computation of fields in electrostatic devices: Experience and applications. *IEEE Trans. Ind. Appl.*, IA-24 (1988) 395-401.
- [60] **M. N. O. Sadiku**, *Elements of Electromagnetics*. Saunders, New York, 1989
- [61] **H. Steinbigler, D. Haller, A. Wolf**, Comparative analysis of methods for computing 2-D and 3-D electric fields. *IEEE Trans. El. Insul.*, EI-26 (1991) 529-536.

- [62] **P.L. Levin, A. J. Hansen, D. Beatovic, H. Gan, J. H. Petrangelo**, A unified boundary-element finite-element package, *IEEE Trans Elec. Insul.*, EI-28 (1993) 161-167.
- [63] **D. Beatovic, P. L. Levin, J. C. Berrios**, The Charge Simulation Program. *User's Manual*. Worcester Polytechnic Institute, 1991.
- [64] **H. C. Miller**, Influence of gap length on the field increase factor β of an electrode projection (wisker). *J. Appl. Phys.*, 55 (1984) 158-161.
- [65] **Z. Krasuki**, High-field conduction in liquid dielectrics. *Actes du Colloque International No. 179 du CNRS*, Grenoble, 1968, 311-323.
- [66] **G. M. Colver**, Dynamic and stationary charging of heavy metallic and dielectric particles against a conducting wall in the presence of a d. c. applied electric field. *J. Appl. Phys.*, 47 (1976) 4839-4849, 1976.
- [67] **G. M. Colver**, Dynamics of an electric (particulate) suspension. *Advances in the Mechanics and the Flow of Granular Materials* (edited by M. Shahinpoor), vol. I, Trans Tech Publications, Clusthal-Zellerfeld, 1983, 355-373.
- [68] **J. Daily, D. R. F. Harleman**, *Fluid Dynamics*, Addison-Wesley, Reading, 1966, p. 374.
- [69] **G. K. Batchelor**, *An Introduction to Fluid Dynamics*. Cambridge University Press, Cambridge, 1967.
- [70] **R. Clift, J. R. Grace, M. E. Weber**, *Bubbles, Drops and Particles*. Academic Press, San Diego, 1985.
- [71] **J. Happel, H. Brenner**, *Low Reynolds Number Hydrodynamics*. Martinus Nishoff, 1986, p.156.
- [72] **C. E. Smith, P. P. Liu**, Coefficients of restitution. *J. Appl. Mech.*, 59 (1992) 963-969.
- [73] **R. Sondergraad, K. Chaney, C. E. Brennen**, Measurement of solid spheres bouncing off flat plates. *Trans ASME*, 57 (1990) 694-699.
- [74] **M. H. Davis**, Electrostatic field and force on a dielectric sphere near a conducting plane - A note on the application of electrostatic theory to water droplets. *Am. J. Phys.*, 37 (1969) 26-29.
- [75] **P. A. Chatterton**, Vacuum breakdown. *Electrical breakdown of gases* (edited by J. M. Meek, J. D. Craggs), Wiley, New York, 1978.

- [76] **W. O. Schumann**, Über das Minimum der Durchbruchfeldstärke bei Kugelelektroden, *Arch. Elektrotechnik*, 12 (1923) 593-608.
- [77] **J. M. Meek, J. D. Craggs**, *Electrical Breakdown of Gases*. Clarendon Press, Oxford, 1953.
- [78] **H. Raether**, *Electron Avalanches and Breakdown in Gases*. Butterworth, London, 1964.
- [79] **N. H. Malik**, Streamer breakdown criterion for compressed gases. *IEEE Trans. Elec. Insul.*, EI-16 (1981) 463-467.
- [80] **A. Pedersen**, On the electrical breakdown of gaseous dielectrics. *IEEE Trans. Elec. Insul.*, EI-24 (1989) 721-739.
- [81] **J. J. Lowke**, Theory of electrical breakdown in air in non uniform fields. *Proc. X-th Int. Symp. on Gas Disch. & Appl.*, Swansea, 1992, 616-619.
- [82] **R. Y. Amer**, Field criterion for gases breakdown at high Pd. *Proc. X-th Int. Symp. on Gas Disch. & Appl.*, Swansea, 1992, 620-623.
- [83] **H. H. Zahraee**, The Meek theory and its fundamental limitations. *Conf. Rec. 1993 IEEE/IAS Ann. Meet.*, Toronto, 1993, 1644-1652.
- [84] **E. Badareu, I. Popescu**, *Gaz ionisés*. Dunod, Paris, 1965.
- [85] **A. von Engel**, *Ionised Gases*. 2-nd Edition. Clarendon Press, Oxford, 1965.
- [86] **A. M. Howatson**, *An Introduction to Gas Discharges*. Pergamon, Oxford, 1965.
- [87] **E. Nasser**, *Fundamentals of Gaseous Ionisation and Plasma Electronics*. Wiley, New York, 1971.
- [87] **H. Hess**, *Der Elektrische Durchschlag in Gasen*. Vieweg, Braunschweig, 1976.
- [88] **E. E. Kunhardt, L. H. Luessen** (éditeurs), *Electrical Breakdown and Discharges in Gases. Part A: Fundamental Processes and Breakdown*. Plenum Press, New York, 1983.
- [89] **M. Khalifa** (éditeur), *High-Voltage Engineering. Theory and Practice*. Marcel Dekker, New York, 1990.
- [90] **Yu. P. Raizer**, *Gas Discharge Physics*. Springer, Berlin, 1991.

- [91] **H. A. Boyd, F. M. Bruce, D. J. Tedford**, Spark-over in long uniform-field gaps. *Nature*, 210 (1966) 719-720.
- [92] **M. Hara, M. Akazaki**, A method for prediction of gaseous discharge threshold voltage in the presence of conducting particles. *J. Electrostat.*, 2 (1976/1977) 223-239.
- [93] **E. Durand**, *Electrostatique*. Mason, Paris, 1966.
- [94] **R. Coelho, J. Debeau**, Properties of the tip-plane configuration. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 4 (1971) 1266-1280.
- [95] **Al. Iuga, R. Morar, L. Dascalescu, A. Samuila, D. Rafiroiu**, A new type of corona electrode for high-tension separators. *Magnetic and Electrical Separation*, 4 (1993) 75-90.
- [96] **P. J. McKinney, J. H. Davidson, D. M. Leone**, Current distributions for barbed plate-to-plane coronas. *Conf. Rec. 1991 IEEE/IAS Annual Meeting*, 1991, 713-719.
- [97] **M. Th. El-Mohandes, S. Ushiroda, S. Kajita, Y. Kondo, K. Horii**, Current density distribution on the plane electrode in multi-needle to plane configuration. *Conf. Rec. 1992 IEEE/IAS Annual Meeting*, Houston, 1992, 1527-1532.
- [98] **P. J. McKinney, J. H. Davidson**, Comparison of electrical characteristics of barbed-plate and wire-plate precipitators. *Conf. Rec. 1993 IEEE/IAS Annual Meeting*, Toronto, 1993, 1864-1869.
- [99] **P. Atten**, On the use of an ionic pump in a convector heater. *Conf. Rec. 1993 IEEE/IAS Annual Meeting*, Toronto, 1993, 1929-1934.
- [100] **P. Atten**, Méthode générale de résolution du problème du champ électrique modifié par une charge d'espace unipolaire injectée. *Rev. Gén. Elec.*, 83 (1974) 143-153.
- [101] **R. B. Schilling, H. Schachter**, Neglecting diffusion in space-charge limited currents. *J. Appl. Phys.*, 38 (1967) 1643-1646.
- [102] **A. Lacchia**, Contribution à l'étude de la charge d'un jet de particules microniques dans le champ ionisé d'un système pointe-plan. *Thèse de Doctorat*. Université de Grenoble, 1974.
- [103] **R. S. Sigmond**, Simple approximate treatment of unipolar space-charge dominated corona; the Warburg law and the saturation current. *J. Appl. Phys.*, 53 (1982) 891-898.
- [104] **R. S. Sigmond**, The corona space-charge flow problem. *Proc. 1984 Japan-U.S.A. Science Seminar on "Detection and Control of*

Electric Field and Space Charge in Electrical Environmental Problems", Kyushu, 1984, 141-166.

- [105] **H. J. Wintle**, Point-to-plane and edge-to-plane space charge limited flows. *IEEE Trans. Elec. Insul.*, EI-21 (1986) 365-373.
- [106] **H. J. Wintle**, Space charge limited current in the needle-plate geometry. *J. Electrostat.*, 19 (1987) 257-274.
- [107] **H. J. Wintle**, Discharge currents following space charge limited conditions in insulators. *J. Appl. Phys.*, 62 (1987) 2933-2936.
- [108] **A. Bouziane, K. Hikada, M. C. Taplamacioglu, R. T. Waters**, Assessment of corona models based on the Deutsch approximation. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 27 (1994) 320-329.
- [109] **I. P. Vereshchagin, V. E. Litvinov**, Methods for calculating the electric field of an unipolar corona discharge. *Proc. 3-rd Int. Symp. on High-voltage Engineering*, Milan, 1979.
- [110] **T. Takuma, T. Kawamoto**, Numerical calculation method of ion flow fields without Deutsch's assumption. *Proc. 1984 Japan-U.S.A. Science Seminar on "Detection and Control of Electric Field and Space Charge in Electrical Environmental Problems"*, Kyushu, 1984, 1-10.
- [111] **M. N. Horenstein**, Computation of corona space charge, electric field and V-I characteristics using equipotential charge shells. *IEEE Trans. Ind. Appl.*, IA-20 (1984) 1607-1612.
- [112] **M. M. Abdelsaad, L. Shafai, M. Rashwan**, Numerical assessment of unipolar corona ionised field quantities using the finite-element method. *IEE Proc. A*, 136 (1989) 79-86.
- [113] **K. Adamiak**, Adaptive approach to finite element modelling of corona fields. *Conf. Rec. IEEE/IAS Ann. Meet.*, Houston, 1992.
- [114] **M. Abdel-Salam, Z. Al-Hamouz**, A new finite-element analysis of an ionised field in coaxial cylindrical geometry. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 25 (1992) 1551-1555.
- [115] **W. Janischewskyj, G. Gela**, Finite element solution for electric fields of coronating transmission lines. *IEEE Trans. Power Appar. Sys.*, PAS-98 (1979) 1000-1012.
- [116] **T. Takuma, T. Ikeda, T. Kawamoto**, Calculation of ion flow fields of HVDC transmission lines by the finite element method. *IEEE PES Summer Meeting*, 1981, 341-347.

- [117] **R. M. Felder, E. Arce-Medina**, Calculation of voltage and space charge distributions in a wire-plate electrostatic precipitator. *J. Electrostat.*, 15 (1984) 3-13.
- [118] **J. R. Li, H. J. Wintle**, Unipolar corona space charge in wire-plate geometry: A first principles numerical computation. *J. Appl. Phys.*, 65 (1989) 4617-4624.
- [119] **P. L. Levin, J. F. Hoburg**, Doner cell - finite element description of wire-duct precipitator fields, charges and efficiencies. *IEEE Trans. Ind. Appl.*, IA-26 (1990) 662-670.
- [120] **J.J. Thomson**, *Conduction of Electricity Through Gases*. Cambridge University Press, 3rd Edition, 1928.
- [121] **R. Morar, Al. Iuga, L. Dascalescu**, Modelling of high-intensity electric fields - a method to improve the design of corona-electrostatic separators, *J. Electrostat.*, 23 (1989) 445-452.
- [122] **L. Dascalescu, R. Morar, Al. Iuga, V. Neamtu, I. Suarasan**, Charge-neutralization electrodes for high-tension separators, *Magnetic and Electrical Separation*, 4 (1993) 91-108.
- [123] **N. A. Kaptzov**, *Elektricheskie involntiia v gazakh i vakuume*, Ogiz, Moskva, 1947.
- [124] **M. Robinson**, Movement of air in the electric wind of corona discharge, *AIEE Trans.*, 80, pt. II (1961) 143-149.
- [125] **J.-C. Lacroix, P. Atten, E. J. Hopfinger**, Electroconvection in a dielectric liquid layer subjected to unipolar injection, *J. Fluid Mech.*, 69 (1975) 539-563.
- [126] **P. Atten, L. Elouadie, B. Malraison**, Electroconvection in a wire-cylinder geometry with forced flow and its effect on heat transfer, *Conf. Rec. IEEE /IAS Ann. Meet.*, 1989, 2078-2083.
- [127] **L. Dascalescu, R. Tobazéon**, Behaviour of conductive particles in d.c. corona fields. *Proc. 10th Int. Conf. Gas Disch. & Appl.*, Swansea, 1992, 326-329.
- [128] **L. Dascalescu, R. Tobazéon, P. Atten**, Behaviour of conductive particles in corona-dominated electric fields. *Conf. Rec. IEEE/IAS Ann. Meet.*, Houston, 1992, 1479-1486.
- [129] **M. Pauthenier, M. Moreau-Hanot**, La charge de particules sphériques dans un champ ionisé, *J. Phys. Radium Ser 7*, 3 (1932) 590-613.

- [130] **M. Pauthenier**, Lois de charge des particules sphériques conductrices dans un champ électrique bi-ionisé. *La physique des forces électrostatiques et leurs applications*, C.N.R.S., Grenoble, 1960, 279-287.
- [131] **P. L. Smith, G. W. Penney**, The charging of nonspherical particles in a corona discharge. *AIEE Trans. Part I, Communications and Electronics*, 80 (1961) 340-346.
- [132] **W. B. Smith, J. R. McDonald**, Development of a theory for the charging of particles by unipolar ions, *J. Aerosol. Sci.*, 7 (1976) 151-166.
- [133] **J. R. McDonald, M. H. Anderson, R. B. Mosley**, Charge measurement on individual particles existing in laboratory precipitators with positive and negative corona at various temperatures. *J. Appl. Phys.*, 51 (1980) 3632-3643.
- [134] **A. Mizuno**, Review of particle charging research. *Proc. Int. Conf. on Electrostatic Precipitation*, Monterey, 1981, 304-325.
- [135] **I. I. Inculet, N. H. Malik, J. A. Young**, Corona charging of immobilized spherical particles. "*Electrostatics 1983*", Inst. Phys. Conf. Ser. 66, Oxford, 1983, 99-104.
- [136] **A. Mizuno, M. Fukuma**, Decrease in charge of sharp-edge ellipsoidal particles by self-discharge. *IEEE Trans. Ind. Appl.*, IA-21 (1985) 52-57.
- [137] **L. Salasoo, J. K. Nelson, R. J. Schwabe, W. L. Snaddon**, Estimation of particulate charging and migration for pulsed precipitator applications. *J. Electrostat.*, 19 (1987) 1-19.
- [138] **A. F. Howe, J. A. Houlgreave**, An experimental investigation of the charging of different sized particles in a precipitator, *Proc. Int. Conf. Electrostatic Precipitation*, Padova, 1987, pp. 329-336.
- [139] **F. Isahaya**, Specific surface charge density of non-spherical particle and charge decrease by partial self-discharge in high electric field intensity. *Proc. Int. Conf. Modern Electrostatics*, Beijing, 1988, 101-104.
- [140] **K. Porle**, Pulsed energization of electrostatic precipitators - A review of worldwide experience. *Proc. Int. Conf. Modern Electrostatics*, Beijing, 1988, 9-13.

- [141] **N. Tachibana, H. Fujishima**, Applications of electrostatic precipitator with intermittent energization. *Proc. Int. Conf. Modern Electrostatics*, Beijing, 1988, 14-19.
- [142] **A. Mizuno, J. S. Clements, R. H. Davis**, A method for the removal of sulfur dioxide from exhaust gas utilizing pulsed streamer corona for electrode energization. *IEEE Trans. Ind. Appl.*, IA-22 (1986) 516-521.
- [143] **S. Masuda, H. Nakao**, Control of NO_x by positive and negative pulsed corona discharges. *Conf. Rec. IEEE/IAS Ann. Meet.*, 1986, 1173-1182.
- [144] **S. Oglesby Jr., E. B. Dismukes**, Electron irradiation of flue gas by pulsed corona for sulfur and nitrogen oxide reduction. *Proc. Int. Conf. Modern Electrostatics*, Beijing, 1988, 23.
- [145] **G. Dinelli, L. Civitano, M. Rea**, Industrial experiments on pulsed corona simultaneous removal of NO_x and SO₂ from flue gas. *IEEE Trans. Ind. Appl.*, IA-25 (1990) 535-541.
- [146] **S. Masuda, A. Mizuno**, Maximum charge of a spherical particle imparted by pulse-charging. *Charge Storage, Charge Transport and Electrostatics with Their Applications*. Kyoto, 1978, 40-44.
- [147] **Y. Kamase, M. Shimizu, T. Nagahama, A. Mizuno**, Pulsed high voltage source for ozone generator. *Conf. Rec. IEEE/IAS Ann. Meet.*, 1991, 693-697.
- [148] **L. Dascalescu, Michaela Mihailescu, R. Morar, Al. Iuga, A. Samuila, R. Tobazéon, A. Mizuno**, Movements of spherical conductive particles in d.c. and pulsed corona fields. *Proc. IESJ Ann. Meet.*, Suwa (Japan), 1993, 13-16.
- [149] **L. Dascalescu, Michaela Mihailescu**, Mathematical modelling of conductive particle movement in D.C. corona fields. *J. Electrostatics*, 30 (1993) 297-306.
- [150] **I. I. Inculet**, Electrostatics in industry, *J. Electrostat.*, 4 (1977/1978) 175-192.
- [151] **L. Dascalescu, Al. Iuga, R. Morar et collab.**, Electrode ionisante pour la neutralisation de la charge électrique. *Brevet d'invention* (Roumanie)102274/1989.
- [152] **Al. Iuga, L. Dascalescu, I. Csorvasy et collab.**, Electrode ionisante pour électroséparateurs. *Brevet d'invention* (Roumanie) 102275/1989.

- [153] **R. Morar, Al. Iuga, I. Suarasan, L. Dascalescu** et collab., Electrode ionisante à pointes fixes de décharge couronne. *Brevet d'invention* (Roumanie) 103026/1989.
- [154] **L. Dascalescu, Al. Iuga, R. Morar, A. Ifrim**, Corona-discharge electrodes for improved electrostatic separation of electroinsulating materials. *Proc. Conf. Elec. Insul. & Diel. Phenom. CEIDP*, Leesburgh-Virginia, 1989, Paper 2-8.
- [155] **I. Cakir, A. J. W. Rozelaar, I. S. Wells**, A preliminary analysis of the mechanical forces acting on a particle on the rotor of an electrical separator. *Proc. 12-th Int. Mineral Processing Congress*, Sao Paolo, 1977, vol. 1, 47-74.
- [156] **R. Morar, Al. Iuga, L. Dascalescu**, Numerical simulation of electrostatic and electrodynamic separation of materials. *Modelling, Simulation & Control - A*, 14 (1987) 57-63.
- [157] **L. Dascalescu, Al. Iuga, R. Morar, A. Ifrim**, Computer-aided feasibility studies for the evaluation of electrostatic separation technologies. *Materials Science*, 16 (1990) 283-286.
- [158] **Al. Iuga, L. Dascalescu, R. Morar, D. Gafencu**, A finite element method analysis of the electrostatic field in an electrostatic separator. *Proc. 7-th Int. Symp. High-voltage Eng.*, Dresden, 1991, vol. "Electromagnetic Field", 93-95.
- [159] **L. Dascalescu**, Synthesis problems of the electrostatic field in a roll-type electroseparator. *Proc. 7-th Int. Symp. High-voltage Eng.*, Dresden, 1991, vol. "Electromagnetic Field", 97-99.
- [160] **L. Dascalescu**, Numerical analysis of the electric field of roll-type electrostatic separators. *J. Electrostat.*, 29 (1993) 255-267.
- [161] **L. Dascalescu**, Mouvements des particules conductrices dans un séparateur à haute tension pour matériaux granulaires. *Actes Journées d'Etudes "Electrostatique"*, Poitiers, 1992, 169-172..
- [162] **L. Dascalescu**, Mouvements des particules conductrices dans un séparateur à haute tension pour matériaux granulaires. *J. Electrostat.*, 32 (1994) 305-316.
- [163] **L. Dascalescu, E. DellaGiacomo, A. Dinu**, Numerical analysis of the electric field - a prerequisite for the accurate calculation of charged particle trajectories in an electroseparator. *Proc. Int. Symp. Electromagnetic Fields*, Southampton, 1991, 283- 286.

- [164] **S. Mugeraya, B. R. Prabhakar**, Charging characteristics of particles in electrostatic separators, *Conf. Rec. IEEE/IAS Ann. Meet.*, 1985, 1315-1324.
- [165] **L. Dascalescu, Al. Iuga, R. Morar, V. Neamtu, A. Samuila, I. Suarasan**, Corona charging of granular materials in roll-type high tension separators. *Proc. 8-th Int. Symp. High-voltage Engineering*, Yokohama, 1993, 481-484.
- [166] **L. C. Thanh**, Characteristics of corona system under negative direct and pulse voltages, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 12 (1979) 139-143.
- [167] **P. A. Durbin, L. Turyn**, Analysis of the positive d.c. corona between coaxial cylinders. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 20 (1987) 1940-1945.
- [168] **P. Vann Bush, T. Snyder**, Laboratory analysis of corona discharge. *J. Electrostat.*, 19 (1987) 83-99.
- [169] **R. G. Stearns**, The positive corona in air: A simplified analytic approach, *J. Appl. Phys.*, 66 (1989) 2899-2913.
- [170] **M. Lécuille, M. Goldman**, Analyse des régimes et des zones de la décharge couronne en terms de production d'ozone, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 21 (1988) 51-56.
- [171] *** *High-Tension and Electrostatic Separator*. Leaflet 880-3M.SP, Eriez Magnetics, 1980.
- [172] *** *Elektrosortierung System*. Heft 1518/12.84, Lurgi, 1984.
- [173] *** *Electrostatic Separation*. ESS 10923, Mineral Deposits, 1989.
- [174] *** *The Solution to Separation*. Bulletin 904, Carpc, 1990.
- [175] **S. Mukai, T. Wakamatsu, Y. Shida, T. Ishikawa**, Study on the electrostatic concentration of low ash coal in corona discharge. *Trans. Soc. Min. Engn.*, June 1967, 205-214.
- [176] **M.R. Grubbs, K.H. Ivey**, *Recovering Plastics from Urban Refuse by Electrodynamic Techniques*. T.P.R. 63. U.S. Bur. Mines, 1972.
- [177] **P. Vix**, Séparation électrostatique de quartz et de feldspath par effet corona. *Brevet d'invention* (France) 2259643, 1975.
- [178] **B. W. Dunning Jr., F. Ambrose, H. V. Makar**, *Distribution and Analysis of Gold and Silver in Mechanically Processed Mixed Electronic Scrap*. R.I. 8788. U.S. Bur. Mines, Washington, 1983.

- [179] **Al. Iuga, R. Morar, I. Csorvasy, L. Dascalescu** et collab., Installation pour l'électroséparation des matériaux isolants et métalliques des déchets de câbles électriques. *Brevet d'invention* (Roumanie) 96810, 1985.
- [180] **L. Dascalescu, Al. Iuga, R. Morar** et collab., Installation de séparation des matériaux granulaires en champ électrique. *Brevet d'invention* (Roumanie) 96245, 1986.
- [181] **M.H. Stanczyk, R.S. DeCesare**, *Resource Recovery from Municipal Solid Waste*. Bulletin 683 . U.S. Bur. Mines, 1985.
- [182] **K. Mah, J. M. Toguri, H. W. Smith**, Electrostatic separation of aluminium from dross. *Conserv. & Recycl.*, 9 (1986) 325-334.
- [183] **Al. Iuga, R. Morar, I. Cuglesan, L. Dascalescu** et collab. Procédé d'obtention des paillettes de mica. *Brevet d'invention* (Roumanie) 101011, 1988.
- [184] **L. Dascalescu, R. Morar, Al. Iuga, V. Neamtu, I. Csorvasy**, Corona-electrostatic separation processes for the recovery of conductive and insulating materials from industrial wastes. *Proc. Int. Conf. Modern Electrostatics*, Beijing, 1988, 203-206.
- [185] **T. Lewowski**, Electrostatic desulphurization of hard steam coals. *Materials Science*, 16 (1990) 55-59.
- [186] **E. R. Frederick**, *Electrical Effects in Particulate Mater Processes*. Filter Media Specifications, Pittsburgh, 1987.
- [187] **J. Dupuy**, Effet de couronne et champs ionisés. *Rev. Gén. Elec.*, 67 (1958) 85-104.
- [188] **L. B. Loeb**, *Electrical Coronas*. U. California Press, Berkley, 1965.
- [189] **I. P. Vereshchagin, A. A. Beloglovsky, A. V. Semenov**, Digital simulation methods of corona discharge. *Proc. 8-th Int. Symp. High-voltage Engineering*, Yokohama, 1993.
- [190] **M. Abdel-Salam, Z. Al-Hamouz**, Analysis of monopolar ionized field as influenced by ion diffusion. *Conf. Rec. IEEE/IAS Ann. Meet.*, Toronto, 1993, 1817-1822.
- [191] **R. Coelho**, *Physics of Dielectrics for the Engineer*. Elsevier, Amsterdam, 1971.
- [192] **G. L. Leonard, M. Mitchner, S. A. Self**, Particle transport in electrostatic precipitators, *Atmos. Environ.*, 14 (1980) 1289-1299.

- [193] **G. A. Farrall, F. G. Hudda**, The movement of elongated metal particles under high-voltage stress in vacuum. *J. Appl. Phys.*, 51 (1980) 4706-4717.
- [194] **I. P. Vereshchagin, V. S. Morozov, I. M. Styricovich**, Needle-shaped particles in electric field. *J. Electrostat.*, 16 (1985) 363-368.
- [195] **M. A. S. Leijon, A. E. Vlastos, A. Bartnicki**, Lifting fields of metallic particles in a SF₆ gas-insulated system with uncoated electrodes. *Proc. IX-th Int. Conf. on Gas Disch. & Appl.*, Venezia, 1988, 291-294.
- [196] **K. Asano, K. Yatsuzuka, Y. Higashiyama**, The motion of charged metal particles within parallel and tilted electrodes. *J. Electrostat.*, 30 (1993) 65-74.
- [197] **M. Sugihara, L. Dascalescu, G. Touchard, H. Romat, P. O. Grimaud, S. Watanabe**, Charge generated by impact of balls on a metallic wall. *Proc. Joint Symp. on Electrostat.*, Palo Alto, 1994.
- [198] **L. Dascalescu, A. Samuila, Al. Iuga, R. Morar, I. Csorvasy**, Influence of material superficial moisture on insulation-metal electroseparation. *Conf. Rec. IEEE/IAS Annual Meeting*, Houston, 1992, 1472-1478.
- [199]. **L. Dascalescu, A. Mizuno, R. Tobazéon, R. Morar, Al. Iuga, Michaela Mihailescu, A. Samuila**, Charges and forces on conductive particles in roll-type corona-electrostatic separators. *Conf. Rec. IEEE/IAS Ann. Meet.*, Toronto, 1993, 1831-1838.
- [200] **L. Dascalescu, R. Tobazéon, A. Mizuno, Al. Iuga, R. Morar, A. Samuila, Michaela Mihailescu**, Influence of conductive particles on the breakdown conditions of air gaps in the presence of corona. *Proc. Int. Conf. on Properties & Application of Dielectric Materials*, Brisbane, 1994.

LISTE DES ILLUSTRATIONS ET DES TABLEAUX

"J'aurais été aussi heureux comme notaire de campagne..."

Louis Néel

INTRODUCTION. PRESENTATION DES PROBLEMES

Fig. I.1. Installation d'électroséparation des granules isolants et métalliques de déchets industriels ELSIM, fabriquée par ELECTROMURES [16]. page 9

Fig. I.2. Zones de champ électrique à décharge couronne positive (a) et trajectoires des granules conducteurs (C) et isolants (I) de taille millimétrique (b) dans un séparateur à tambour; 1: électrode ionisante (à décharge couronne); 2: électrode tubulaire; 3: électrode cylindrique tournante reliée à la terre; 4: brosse; 5: vibro-transporteur. page 10

Fig. I.3. Claquage entre les électrodes d'un séparateur couronne-électrostatique à tambour, suite au renforcement du champ électrique produit par un granule métallique cylindrique, de taille millimétrique; 1: électrode ionisante; 2: électrode cylindrique tournante; 3: granules; 4: vibro-transporteur. page 11

Fig. I.4. Formes et dimensions typiques des granules triés dans un séparateur électrostatique à tambour; 1: cuivre; 2: aluminium; 3: polychlorure de vinyl. page 11

CHAPITRE 1

Tableau 1.1. Charge électrique Q_m de granules de formes variées, en contact avec une électrode plane, affectée d'un champ électrique uniforme E_0 dans le vide ($\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ F/m). page 18

Fig. 1.1. Calcul numérique de la charge électrique Q_m d'un demi-ellipsoïde de révolution (a) et d'un cylindre circulaire dressé (b), en contact avec une électrode plane affectée d'un champ électrique uniforme, avec le "Charge Simulation Program" - CSP - symétrie de révolution. page 20

Tableau 1.2. Comparaison entre les résultats des calculs analytiques et numériques des charges Q_m des granules en contact avec une électrode plane, affectée d'un champ uniforme $E_0 = 10^6$ V/m. page 21

Fig. 1.2. Granule sphérique de rayon R en contact électrique avec une électrode affectée d'un champ électrique uniforme E_0 . **page 22**

Fig. 1.3. Charge électrique réduite Q/Q_m d'un granule sphérique de rayon R , en contact électrique avec une électrode située à la distance x/R (**Fig. 1.3**; s est la distance entre les deux électrodes planes qui produisent le champ uniforme E_0). **page 23**

Fig. 1.4. Charge électrique réduite Q/Q_m d'un granule cylindrique de rayon R et de longueur L , en contact électrique avec une électrode située à la distance x/R . **page 23**

Tableau 1.3. Forces (F^*) sur des granules cylindriques de dimensions variées, en contact avec une électrode plane affectée d'un champ électrique uniforme $E_0 = 10^6$ V/m. **page 24**

Fig. 1.5. Force électrique F/F^* exercée sur un granule sphérique en contact électrique avec une électrode située à la distance x/R (F^* représente la force au moment où le granule est posé sur l'électrode). **page 24**

Fig. 1.6. Force électrique F/F^* exercée sur un granule cylindrique en contact électrique avec une électrode située à la distance x/R (F^* représente la force au moment où le granule est posé sur l'électrode). **page 25**

Fig. 1.7. Calcul numérique de la charge électrique Q_{mNU} d'un granule sphérique, sur une électrode plane reliée à la terre, devant une pointe à la haute tension (CSP - symétrie de révolution). **page 26**

Tableau 1.4. Charge réduite Q_{mNU}/Q_m des granules sphériques, sur une électrode plane reliée à la terre, devant une pointe à la haute tension. **page 26**

Fig. 1.8. Calcul numérique de la charge électrique Q_{mNU} d'un granule cylindrique dressé, sur une électrode plane reliée à la terre, devant une pointe à la haute tension (CSP - symétrie de révolution). **page 27**

Tableau 1.5. Charge réduite Q_{mNU}/Q_m des granules cylindriques dressés, sur une électrode plane reliée à la terre, devant une pointe à la haute tension. **page 27**

Tableau 1.6. Force réduite F^*_{NU}/F^* sur des granules sphériques et cylindriques, en contact avec une électrode plane reliée à la terre, devant une pointe à la haute tension (**Fig. 1.7** et **Fig. 1.8**). **page 28**

Fig. 1.9. Calcul numérique du renforcement du champ électrique E/E_0 , produit par trois modèles de granules cylindriques en contact avec une électrode plane affectée d'un champ électrique uniforme ($E_0 = 3,33$ kV/m; $L = 5$ mm; $R = 0,25$ mm; $s = 30$ mm). **page 29**

Tableau 1.7. Valeurs du renforcement du champ (E_P/E_0), de la charge Q_m et de la force F^* calculées avec CSP pour les trois modèles de granules cylindriques $L/R = 20$ (Fig. 1.9). **page 29**

Fig. 1.10. Distribution du champ électrique E entre les points P et P' d'un granule cylindrique de type I (Fig. 1.9) **page 30**

Fig. 1.11. Calcul numérique du renforcement du champ électrique E/E_0 , produit par un granule cylindrique chargé, à proximité d'une électrode (CSP - symétrie de révolution). **page 30**

Fig. 1.12. Renforcement du champ électrique E/E_0 , produit par des granules sphériques (a) et cylindriques $L/R = 10$ (b), en contact électrique avec une électrode située à la distance x/R (s est la distance entre les deux électrodes planes qui produisent le champ uniforme E_0). **page 31**

Fig. 1.13. Calcul numérique de la force électrique F , exercée dans un champ électrique uniforme E_0 , sur des granules sphériques (a) et cylindriques (b) chargés, à proximité d'une électrode (CSP - symétrie de révolution). **page 35**

Fig.1.14. Force électrique réduite (F/F^*) exercée sur une sphère conductrice chargée de rayon R , à la distance x/R d'une électrode de même polarité (Q_m et F^* représentent respectivement la charge maximum et la force électrique au moment où le granule est posé sur l'électrode). **page 36**

Tableau 1.8. Comparaison entre les valeurs de la force réduite (F/F^*) déterminées avec CSP et calculées avec la formule (1.25), pour une sphère conductrice ayant la charge Q_m , à proximité d'une électrode de même polarité, dans un champ électrique uniforme. **page 36**

Fig.1.15. Force électrique réduite (F/F^*) exercée sur un cylindre chargé de rayon R et longueur L , à la distance x/R d'une électrode de même polarité (Q_m et F^* représentent respectivement la charge maximum et la force électrique au moment où le granule est posé sur l'électrode). **page 37**

Tableau 1.9. Comparaison entre les valeurs de la force réduite (F/F^*) déterminées avec CSP et calculées avec la formule (1.26), pour un cylindre conducteur ayant la charge Q_m , à proximité d'une électrode, de même polarité, dans un champ électrique uniforme. **page 37**

Fig.1.16. Force électrique réduite (F/F^*) exercée sur un granule chargé sphérique (a) ou cylindrique (b), de rayon R , à la distance x/R d'une électrode de polarité opposée. page 38

Fig. 1.17. Calcul numérique du renforcement du champ électrique E , produit par un granule chargé, à proximité d'une électrode de signe opposé (CSP - symétrie de révolution). page 41

Fig. 1.18. Résultats du calcul numérique du renforcement du champ électrique produit par une sphère chargée de rayon R , à la distance x/R d'une électrode de polarité opposée (Q_m représente la charge maximum au moment où le granule est posé sur une électrode). page 41

Tableau 1.10. Potentiel V_g d'un granule sphérique $R/s = 0,06$, ayant la charge Q_m et le renforcement du champ E/E_0 produit par celui-ci. page 42

Fig. 1.19. Résultats du calcul numérique du renforcement du champ électrique produit par un cylindre vertical chargé de rayon R et de longueur L , à la distance x/R d'une électrode plane horizontale de polarité opposée (Q_m représente la charge maximum au moment où le granule est posé verticalement sur une électrode). page 43

Tableau 1.11. Potentiel V_g d'un granule cylindrique ($L/R = 10$, $L/s = 0,1$) à extrémités hémisphériques, ayant la charge Q_m , et le renforcement du champ E/E_0 produit par celui-ci. page 43

Fig. 1.20. Calcul numérique du renforcement du champ électrique E/E_0 produit par trois modèles de granules cylindriques chargés, à proximité d'une électrode page 44

Fig. 1.21. Courbes du renforcement du champ électrique E/E_0 produit par les trois modèles de granules cylindriques présentés sur la Fig. 1.20. page 44

Fig. 1.22. Variation du champ électrique réduit (E/E_0) en fonction de la coordonnée ξ , entre une électrode plane et un granule sphérique de rayon R , situé à la distance: a) $x/R=0,2$; b) $x/R=1$ (Q_m - charge maximale acquise par le granule en contact avec une électrode affectée du champ électrique E_0 , s - distance entre les électrodes planes). page 47

Fig. 1.23. Variation du champ électrique réduit (E/E_0) en fonction de la coordonnée ξ , entre une électrode plane et un granule cylindrique de rayon R et de longueur L , situé à la distance: a) $x/R=0,1$; b) $x/R=5$ (V_g - potentiel du granule, V - potentiel de l'électrode à la haute tension, s - distance entre les électrodes planes). page 48

Fig. 1.24. Conditions d'apparition d'une décharge électrique entre des granules sphériques de rayon $R=0,5$ mm et une électrode affectée d'un champ électrique uniforme $E_0 = 5, 7, 10$ kV/cm. **page 49**

Fig. 1.25. Conditions d'apparition d'une décharge électrique entre des granules cylindriques de rayon $R=0,35$ mm et de longueur $L=3,5$ mm, et une électrode affectée d'un champ électrique uniforme E_0 . **page 50**

Fig. 1.26. Variation de la distance critique x_{cm} en fonction de E_0 pour des sphères $R = 0,5$ mm, ayant la charge maximum Q_m . **page 50**

Fig. 1.27. Comparaison entre la tension de claquage donnée par la loi de Paschen et les résultats de l'évaluation numérique du potentiel V_g d'un granule conducteur cylindrique de rayon R et de longueur L au moment d'apparition d'une décharge électrique entre celui-ci et une électrode liée à la terre. **page 51**

Fig. 1.28. Distribution du champ électrique entre les points B-B' (le granule sphérique de rayon R est au même potentiel que l'électrode inférieure et se trouve à une distance x de celle-ci; s : distance entre électrodes). **page 52**

Fig. 1.29. Evaluation numérique des conditions de claquage de l'air, entre deux électrodes planes, en présence des granules sphériques de rayons R divers (s : distance entre électrodes; x_c : distance entre le granule et l'électrode avec laquelle il est en contact électrique; E_0 : intensité du champ électrique uniforme entre les électrodes de diamètre $\Phi = 2,5$ s). **page 53**

Fig. 1.30. Evaluation numérique des conditions de claquage de l'air, entre deux électrodes planes, situées à une distance s , en présence des granules cylindriques de divers rayons R et de longueur L . **page 53**

Fig. 1.31. Détermination graphique du champ critique E_{cm} auquel la présence d'un granule sphérique de rayon $R = 0,5$ mm peut engendrer le claquage de l'air atmosphérique entre deux électrodes planes situées à une distance $s = 10$ mm. **page 54**

CHAPITRE 2

Fig. 2.1. Caractéristiques géométriques des pointes en acier utilisées pour générer des décharges couronne dans les divers dispositifs expérimentaux destinés à l'étude du comportement des granules conducteurs en champ ionisé. **page 60**

Fig. 2.2. Systèmes d'électrodes pointe-plan: (a) modèle I; (b) modèle II; 1: électrode plane reliée à la terre; 2: pointe à la haute tension; 3, 4: supports isolants; 5: électrode plane à la haute tension; 6: granule conducteur. **page 61**

Fig. 2.3. Electrodes à pointes ionisantes disposées en ligne (a) ou en matrice (b), utilisées dans les séparateurs électrostatiques pour matériaux granulaires. **page 62**

Fig. 2.4. Aspect de la distribution des lignes équipotentiellles dans un dispositif qui comporte plusieurs lames métalliques parallèles, connectées à la haute tension et disposées perpendiculairement à un plan relié à la terre. **page 63**

Fig. 2.5. Dispositif à champ électrique mono-ionisé quasi-uniforme, généré entre un réseau de pointes et un plan; 1 - électrode plane reliée à la terre; 2, 3 - supports isolants; 4 - pointe à haute tension (aiguille en acier, $\varnothing 1$ mm, rayon de la pointe 10 μm); 5 - granule. **page 63**

Fig. 2.6. Correspondance entre un dispositif pointe-plan et un système de deux électrodes sphériques concentriques. **page 64**

Fig. 2.7. Système d'électrodes fil-cylindre coaxiaux (modèle 1); 1: cylindre en cuivre; 2: fil en acier avec une sphère métallique à l'extrémité, pour limiter l'effet de bord; 3: support isolant; 4: granule. **page 65**

Fig. 2.8 Système d'électrodes de type fil et cylindre coaxiaux (modèle 2); 1: fil en acier inoxydable; 2: cylindre en acier inoxydable; 3: connexion à haute tension; 4: support isolant; 5: granule. **page 66**

Fig. 2.9. Dispositif expérimental pour l'étude du décollement des granules conducteurs, dans un champ ionisé; a: connexions électriques; b: réglages mécaniques; 1: source de haute tension continue (0 à 20 kV, polarité réversible); 2: source de haute tension continue (0 à 20 kV, polarité réversible); 3: électrode ionisante à 6 x 5 aiguilles $\varnothing 1$ mm, rayon de la pointe 3 μm ; 4: électrode grille (fil en acier, $\varnothing 0,25$ mm); 5: électrode plane; 6: granule conducteur; 7: support isolant, pour le déplacement vertical de l'électrode couronne; 8: support isolant, pour le déplacement vertical de l'électrode grille; 9: support isolant général (h: distance entre l'électrode couronne et l'électrode grille, s: distance entre l'électrode plane et l'électrode grille). **page 69**

Fig. 2.10. Schéma de mesure du courant collecté par la grille reliée à la terre; a - avec l'électrode plane au potentiel zéro ($V_f = 0$); b - avec l'électrode plane connectée à un potentiel de polarité opposée par

rapport à l'électrode couronne. (Les polarités des générateurs à haute tension sont réversibles.) **page 70**

Tableau 2.1. Courants à travers les deux sections du dispositif expérimental montré dans **Fig. 2.9**, quand la distance entre l'électrode couronne et la grille est $s = 15$ mm, et la valeur absolue de la tension entre l'électrode plane et la grille est $V_f = 7,5$ kV (schéma de mesure donné sur la **Fig. 2.10**; les indices supérieurs (-) et (+) se rapportent à la polarité de l'électrode couronne). **page 71**

Fig. 2.11. Représentation schématique du dispositif expérimental pour l'étude du décollement des granules conducteurs, dans un champ électrique quasi-uniforme à charge d'espace; 1 - électrode couronne à 5 x 5 aiguilles $\varnothing 1$ mm, rayon de la pointe 3 μm ; 2 - électrode grille (fil en acier, $\varnothing 0,25$ mm), reliée à la terre; 3 - électrode "calotte sphérique"; 4 - granule conducteur (h - distance entre l'électrode couronne et l'électrode grille, s - distance entre l'électrode "secteur de sphère" et l'électrode grille). **page 72**

Tableau 2.2. Courants à travers les deux sections du dispositif expérimental montré dans **Fig. 2.11**, quand la distance entre l'électrode couronne et la grille est $s = 15$ mm, et la valeur absolue de la tension entre l'électrode plane et la grille est $V_f = 7,5$ kV (Le schéma de mesure est similaire à ce donné sur la **Fig. 2.10**; les indices supérieurs (-) et (+) se rapportent à la polarité de l'électrode couronne). **page 72**

CHAPITRE 3

Tableau 3.1. Forces aérodynamiques F_w rapportées aux forces électriques F^* qui s'exercent sur des granules conducteurs en contact avec une électrode plane affectée d'un champ électrique mono-ionisé. **page 80**

Tableau 3.2. Tensions de décollement V_1 des granules sphériques et cylindriques, pour les deux variantes ("a" et "b") du système d'électrodes pointe-plan, de la **Fig. 2.2** (s - distance entre électrodes). **page 85**

Tableau 3.3. Rapports des champs de décollement des granules sphériques et cylindriques en présence (E_{i0}) et en absence (E_{10}) de charge d'espace. **page 86**

Fig. 3.1. Tensions de décollement (V_1) et de claquage (V_b) de granules cylindriques \varnothing 0,7 mm en graphite, de longueurs variées L , posés horizontalement dans le système d'électrodes fil et cylindre coaxiaux de la Fig. 2.7. page 87

Fig. 3.2. Champ de décollement des granules cylindriques \varnothing 0,25 mm et \varnothing 0,5 mm, en aluminium, de longueurs variées L , posés horizontalement dans le système d'électrodes fil et cylindre coaxiaux de la Fig. 2.8. page 88

Fig. 3.3. Intensité du champ électrique au moment du décollement (E_1) et du claquage (E_b), dans le cas des granules cylindriques \varnothing 0,5 mm, en aluminium, de longueurs variées L , posés horizontalement dans le système d'électrodes de la Fig. 2.8. page 88

Fig. 3.4. Intensité du champ de décollement, déterminée expérimentalement ou calculée par des méthodes diverses, pour des cylindres \varnothing 0,7 mm en graphite, de longueurs variées L , dans le système d'électrodes fil-cylindre coaxiaux. page 89

Fig. 3.5. Comparaison des valeurs du champ de décollement vertical, déterminées expérimentalement et calculées avec (3.15), pour des cylindres \varnothing 0,5 mm en aluminium, de longueurs variées L , dans le système d'électrodes fil-cylindre coaxiaux. page 90

Fig. 3.6. Tensions de décollement (V_1) et de claquage (V_b) des granules cylindriques \varnothing 0,7 mm en graphite, dans le système d'électrodes de la Fig. 2.5 (distance entre électrodes $s = 17$ mm). page 91

Fig. 3.7. Tensions de décollement (V_1) et de claquage (V_b) des granules cylindriques \varnothing 0,5 mm en aluminium, dans le système d'électrodes de la Fig. 2.5. page 91

Fig. 3.8. Tension de décollement des cylindres en graphite, posés horizontalement sur l'électrode inférieure du système de la Fig. 2.5 (distance entre électrodes $s = 17$ mm), et champ de décollement de ces granules, calculé avec la formule (3.14). page 92

Fig. 3.9. Tension de décollement vertical des cylindres en aluminium, pour le système d'électrodes de la Fig. 2.5 et champ de décollement de ces granules, calculé avec la formule (3.15). page 92

Fig. 3.10. Influence du potentiel V_c de l'électrode couronne (polarité positive) sur le seuil du tension $V_{1,v.e.}$, auquel se manifeste l'effet du vent électrique sur des sphères en résine \varnothing 1,3 mm, masse volumique $1,2 \times 10^3$ kg/m³ - courbe (1) - et en verre \varnothing 1,4 mm, masse volumique

$2,5 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ - courbe (2), recouvertes de peinture à l'argent (distance entre électrodes: $s = 15 \text{ mm}$). **page 94**

Fig. 3.11. Influence du potentiel V_c de l'électrode couronne (polarité positive) sur le seuil du tension $V_{1,v-v}$, auquel les petites oscillations verticales se transforment en mouvements de va-et-vient entre les électrodes ($s = 15 \text{ mm}$), dans les cas des sphères en résine $\varnothing 0,9 \text{ mm}$ - courbe (1) - et $\varnothing 1,3 \text{ mm}$ - courbe (2), et en verre $\varnothing 1,4 \text{ mm}$ - courbe (3), recouvertes de peinture à l'argent. **page 95**

Fig. 3.12. Influence du potentiel V_c de l'électrode couronne (polarité positive) sur la tension de décollement $V_{f,1}$ d'un bâton cylindrique $\varnothing 1 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$ (extrémités hémisphériques), en résine, recouvert de peinture à l'argent (position du bâton: couchée; distance entre électrodes: $s = 15 \text{ mm}$). **page 97**

Fig. 3.13. Influence du potentiel V_c de l'électrode couronne (polarité positive) sur la tension de décollement $V_{f,1}$ d'un cylindre $\varnothing 0,5 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$, en graphite (position du cylindre: dressée; distance entre électrodes: $s = 15 \text{ mm}$). **page 97**

CHAPITRE 4

Fig. 4.1. Variation de la charge réduite Q/Q_s en fonction du temps, pour un cylindre couché, si $\tau = \pi \epsilon_0 / (qk) = 10^{-3} \text{ s}$. Comparaison avec les fonctions $1 - e^{-t/\tau}$ et $t/(t + \tau)$. **page 105**

Fig. 4.2. Granule sphérique en champ ionisé intermittent; a) configuration d'électrodes; b) forme d'onde du champ "appliqué" E_a . **page 107**

Fig. 4.3. Valeurs calculées de la charge de saturation normalisée $Q^*_{sn} = Q^*_s/Q_s$ en fonction de la durée d'impulsion normalisée $t_{1n} = kE_m t_1/R$, pour trois valeurs du facteur de marche $k_m = t_1/(t_1 + t_2)$. **page 108**

Fig. 4.4. Représentation schématique du générateur à haute tension intermittente périodique (impulsions carées, 250 Hz); HVT: transformateur à haute tension; HVD: diode à haute tension (100 kV, 100 mA); RSG: dispositif rotatif pour connecter périodiquement l'électrode ionisante à la tension continue V_c ; C: capacité de filtrage 21,6 nF. **page 110**

Fig. 4.5. Formes d'onde de la tension intermittente d'alimentation de l'électrode ionisante. **page 111**

Fig. 4.6. Influence du potentiel V_c (continu ou intermittent) de l'électrode couronne (polarité positive) sur le seuil de tension $V_{1,v.é.}$, auquel se manifeste l'effet du vent électrique sur des sphères \varnothing 1,3 mm, $1,2 \times 10^3$ kg/m³, recouvertes de peinture à l'argent (distance entre électrodes: $s = 15$ mm). **page 111**

Fig. 4.7. Influence du potentiel V_c (continu ou intermittent) de l'électrode ionisante (polarité positive) sur le seuil de tension $V_{1,v.v.}$, auquel les petites oscillations verticales se transforment en mouvements de va-et-vient entre les électrodes ($s = 15$ mm), dans les cas des sphères en résine \varnothing 1,3 mm, de masse volumique $1,2 \times 10^3$ kg/m³, recouvertes de peinture à l'argent. **page 112**

Fig. 4.8. Résultats du calcul numérique du renforcement du champ électrique produit par une sphère chargée de rayon R , à la distance x/R d'une électrode de polarité opposée (Q_m représente la charge maximum au moment où la sphère est posée sur une électrode; Q_s est la charge maximum de la même sphère dans un champ électrique uniforme mono-ionisé E_0). **page 114**

Tableau 4.1. Potentiel V_g des granules sphériques $R/s = 0,06$, ayant la charge Q_s , et le renforcement du champ électrique E/E_0 produit par ceux-ci. **page 114**

Fig. 4.9. Distribution du champ électrique entre un granule sphérique de rayon R chargé avec $Q = Q_s$ et une électrode de polarité opposée, situé à la distance x (ξ : coordonnée le long de l'axe du système d'électrodes, entre A' et A ; s : distance entre électrodes; E_0 : intensité moyenne du champ électrique entre électrodes, en l'absence du granule). **page 115**

Fig. 4.10. Résultats du calcul numérique du renforcement du champ électrique produit par un cylindre vertical chargé de rayon R et de longueur L , à la distance x/R d'une électrode plane horizontale de polarité opposée (Q_m représente la charge maximum au moment où le granule est posé verticalement sur une électrode; Q_s est la charge maximum d'un cylindre, dont l'axe est parallèle à la direction d'un champ électrique uniforme, mono-ionisé). **page 116**

Fig. 4.11. Distribution du champ électrique entre un granule cylindrique de rayon R et de longueur L , chargé avec $Q = Q_s$, et une électrode de polarité opposée, situé à la distance x (ξ : coordonnée à long de l'axe du système d'électrodes, entre A' et A ; s : distance entre électrodes). **page 116**

Fig. 4.12. Détermination graphique de l'intensité du champ moyen E_0 à laquelle une micro-décharge se produit lorsqu'un granule sphérique

de rayon $R = 0,5$ mm, chargé avec $Q = Q_s$, arrive à une distance x d'une électrode de polarité opposée. **page 118**

Fig. 4.13. Champ électrique entre les points B et B' (le cylindre de rayon R et de longueur L est au potentiel de l'électrode inférieure, à une distance x de celle-ci; ξ : coordonnée le long de l'axe du système d'électrodes; s : distance entre électrodes). **page 119**

Fig. 4.14. Evaluation numérique des conditions de claquage de l'air ionisé, entre deux électrodes planes, en présence de sphères de rayons R divers. (x_c : distance entre le granule et l'électrode avec laquelle il est court-circuité; E_o : champ moyen, défini comme le rapport tension/distance entre électrodes). **page 119**

Fig. 4.15. Comparaison entre les conditions de claquage en champ ionisé et harmonique, dans l'air atmosphérique, en présence des granules sphériques $R = 0,5$ mm. (x_c : distance entre le granule et l'électrode avec laquelle il est court-circuité; E_o : champ moyen, défini comme le rapport tension/distance entre deux électrodes planes). **page 120**

Fig. 4.16. Evaluation numérique des conditions de claquage de l'air ionisé, entre deux électrodes planes, en présence de granules cylindriques de rayons R divers. (x_c : distance entre le granule et l'électrode avec laquelle il est court-circuité; E_o : champ moyen, défini comme le rapport tension/distance entre électrodes). **page 120**

Fig. 4.17. Comparaison entre les conditions de claquage en champ ionisé et harmonique, dans l'air atmosphérique, en présence de granules cylindriques $R = 0,25$ mm. (x_c : distance entre le granule et l'électrode avec laquelle il est court-circuité; E_o : champ moyen, défini comme le rapport tension/distance entre deux électrodes planes). **page 121**

CHAPITRE 5

Fig. 5.1. Représentation schématique des phases du mouvement d'un granule sphérique en champ ionisé; (t_0): position initiale; (t_1): décollement; (t_2): position supérieure (x_m : amplitude verticale du mouvement); (t_3): descente; (t_4): micro-décharge; (t_5): contact avec l'électrode inférieure et claquage entre électrodes. **page 126**

Fig. 5.2. Amplitude moyenne x_{moy} des mouvements des granules sphériques $R = 0,5$ mm, de masse volumique 1500 kg/m³, en fonction de l'intensité du champ électrique appliqué E_o , pour une densité de la charge d'espace constante $q = 0,175$ mC/m³. **page 130**

Fig. 5.3. Fréquence des impacts entre des sphères $R = 0,5$ mm, de masse volumique 1500 kg/m^3 , et une électrode affectée d'un champ électrique E_0 , pour une densité de la charge d'espace constante $q = 0,175 \text{ mC/m}^3$. **page 131**

Fig. 5.4. Amplitude moyenne $x_{m\text{moy}}$ des mouvements des granules sphériques $R = 0,5$ mm, de masse volumique 1500 kg/m^3 , en fonction de l'intensité du champ électrique appliqué E_0 , pour une densité de la charge d'espace q supposée proportionnelle à E_0 . **page 132**

Fig. 5.5. Amplitude moyenne $x_{m\text{moy}}$ des mouvements des sphères $R = 0,5$ mm, de masse volumique 1500 kg/m^3 , en fonction de la densité de la charge d'espace q , dans un champ électrique constant $E_0 = 5 \text{ kV/cm}$. **page 132**

Fig. 5.6. Fréquence des impacts entre des sphères $R = 0,5$ mm, de masse volumique 1500 kg/m^3 , avec une électrode affectée d'un champ électrique constant $E_0 = 5 \text{ kV/cm}$, en présence d'une charge d'espace de densité q . **page 133**

Fig. 5.7. Amplitude moyenne $x_{m\text{moy}}$ des mouvements des sphères $R = 0,5$ mm, 1700 kg/m^3 , en fonction du champ E_0 , pour q supposé proportionnel à E_0 . **page 133**

Fig. 5.8. Amplitude moyenne $x_{m\text{moy}}$ du mouvement vertical des sphères $R = 0,5$ mm, de diverses masses volumiques, dans un champ $E_0 = 7 \text{ kV/cm}$, à une densité constante de la charge d'espace. **page 134**

Fig. 5.9. Amplitude moyenne $x_{m\text{moy}}$ des mouvements des sphères $R = 0,5$ mm, de masse volumique 1500 kg/m^3 , en fonction du coefficient de rebond k_e , dans un champ $E_0 = 5 \text{ kV/cm}$, à une densité constante de la charge d'espace. **page 135**

Fig. 5.10. Amplitude moyenne $x_{m\text{moy}}$ des mouvements des sphères $R = 0,5$ mm, de masse volumique 1700 kg/m^3 , en fonction du champ E_0 , pour deux valeurs du coefficient de rebond k_e , la densité de la charge d'espace q étant supposée proportionnelle à E_0 . **page 135**

Fig. 5.11. Variations périodiques de la charge électrique Q et de la position x d'un granule sphérique $R = 0,5$ mm, de masse volumique 1700 kg/m^3 , par rapport à une électrode affectée d'un champ électrique: a) $E_0 = 6 \text{ kV/cm}$, $q = 0,21 \text{ mC/m}^3$; b) $E_0 = 8 \text{ kV/cm}$; $q = 0,24 \text{ mC/m}^3$. **page 136**

Fig. 5.12. Variations périodiques de la position x d'une sphère $R = 0,5$ mm, de masse volumique 1700 kg/m^3 , par rapport à une électrode affectée des champs électriques divers. **page 137**

Fig. 5.13. Amplitude moyenne x_{moy} des mouvements des sphères $R = 0,5$ mm, de masse volumique 1500 kg/m^3 , en fonction du champ continu E_0 , lorsque la densité de la charge d'espace q est une fonction intermittente de t ($f = 250 \text{ Hz}$). **page 138**

Fig. 5.14. Effet de la densité de la charge d'espace q , fonction intermittente de t ($f = 250 \text{ Hz}$), sur l'amplitude moyenne x_{moy} des mouvements des sphères $R = 0,4$ mm, de masse volumique 1700 kg/m^3 , à des valeurs diverses de l'intensité du champ continu E_0 . **page 138**

Fig. 5.15. L'amplitude moyenne x_{moy} des mouvements des sphères $R = 0,5$ mm, de masses volumique 1500 kg/m^3 , aux diverses valeurs de la densité de la charge d'espace q , fonction intermittente de t ($f = 250 \text{ Hz}$), dans un champ continu $E_0 = 5 \text{ kV/cm}$. **page 139**

Fig. 5.16. Fréquence des impacts entre des sphères $R = 0,5$ mm, 1500 kg/m^3 , et une électrode affectée d'un champ E_0 , aux diverses valeurs de q , fonction intermittente de t ($f = 250 \text{ Hz}$). **page 139**

Fig. 5.17. Représentation schématique des phases du mouvement d'un granule cylindrique en champ harmonique. **page 140**

Fig. 5.18. Représentation schématique des phases du mouvement d'un granule cylindrique en champ ionisé. **page 141**

Tableau 5.1. Tension de claquage de l'air entre deux électrodes planes, situées à 10 mm l'une de l'autre, en présence d'une charge d'espace $q = 0,2 \text{ mC/m}^3$ et des granules sphériques fixes (V_{cf}) ou mobiles (V_{cm}) de dimensions variées. **page 142**

CHAPITRE 6

Fig. 6.1. Configuration typique du système d'électrodes d'un séparateur électrostatique à tambour; 1: électrode ionisante; 2: électrode tubulaire; 3: électrode tournante reliée à la terre. **page 147**

Fig. 6.2. Electroséparateur modulaire pour le triage des matériaux granulaires; 1: générateur à haute tension continue 75 kV , 5 mA ; 2: panneau général de commande; 3: module d'électroséparation; 4: module collecteur; 5: générateur à haute tension continue 50 kV , 5 mA (l'installation a été construite par le Laboratoire "Champs

Electriques Intenses" de Cluj-Napoca, en collaboration avec le Groupe Industriel pour Outillages Lourds, Roumanie). **page 148**

Tableau 6.1. Comparaison entre les divers types d'électrodes ionisantes [20]. **page 149**

Fig. 6.3. Modèles d'électrodes ionisantes réalisées au Laboratoire "Champs Electriques Intenses" de Cluj-Napoca. **page 150**

Fig. 6.4. Electroséparateur de laboratoire ELSEP [16] équipé avec trois électrodes ionisantes, alimentées en tension continue positive (0...50) kV. (La quatrième électrode ionisante, alimentée en tension alternative 20 kV, 50 Hz, est nécessaire pour la neutralisation de la charge.) **page 150**

Fig. 6.5. Décharge couronne produite par une électrode ionisante de type "matrice de pointes". **page 151**

Fig. 6.6. Représentation schématique de l'installation expérimentale utilisée pour la détermination des caractéristiques courant-tension des électrodes ionisantes des séparateurs électrostatiques à tambour. **page 152**

Fig. 6.7. Influence du paramètre p (distance entre deux pointes ionisantes) sur les caractéristiques courant-tension d'une électrode de laboratoire (longueur utile de l'électrode: $l = 100$ mm). **page 152**

Fig. 6.8. Influence du nombre de pointes ionisantes sur la distribution de la charge d'espace générée par une électrode industriel ($l = 500$ mm). **page 153**

Fig. 6.9. Caractéristiques courant-tension aux deux polarités des électrodes de type "matrice de pointes" **page 153**

Fig. 6.10. Description schématique d'un séparateur à tambour et des mouvements des granules. **page 155**

Fig. 6.11. Impacts successifs entre un granule conducteur et le tambour dans la zone de champ ionisé d'un séparateur électrostatique. **page 156**

Fig. 6.12. Simulation numérique des mouvements des particules dans un séparateur électrostatique à tambour: (a) résultats des calculs des trajectoires; (b) image des trajectoires réelles des granules d'aluminium. *Notes:* 1) Les simulations ont été effectuées au Centre de calcul électronique de l'Institute Central de Recherches et Développement pour l'Industrie Electrotechnique Bucarest, avec l'assistance de MM E. DelaGiacomo et A. Dinu. 2) La dispersion des

trajectoires réelles est déterminée par la diversité des caractéristiques granulométriques des granules d'aluminium qui ont été utilisés pour cette expérience. **page 157**

Fig. 6.13. Valeurs maximales U_M des tensions de fonctionnement d'un séparateur électrostatique à tambour, en fonction de la distance s entre les électrodes, à polarité positive et négative du générateur à haute tension, en présence d'un mélange granulaire de matériaux isolants et métallique. **page 159**

Fig. 6.14. Caractéristiques $I(V)$ de la zone "active" d'un séparateur électrostatique à tambour, à polarité positive et négative, en présence des mélanges granulaires des matériaux isolants et métalliques: (a) 50 % cuivre, 50 % PVC, électrodes ionisantes de type "ligne de pointes" (Fig. 6.3); (b) 99 % aluminium, 1 % PVC, électrodes ionisantes de type "matrice de pointes" (Fig. 6.5). **page 160**

Fig. 6.15. Effet couronne produit aux extrémités des granules cylindriques en contact avec l'électrode plaque. **page 161**

Fig. 6.16. Aspect de la décharge couronne générée par une électrode industrielle à pointes ionisantes, alimentée en tension continue de polarité positive et négative. Notes: 1) La distance entre les électrodes $s = 15$ mm; 2) L'expérience à la polarité négative a été effectuée avec l'électrode collectrice (plaque) couverte d'une couche de granules de cuivre et de polychlorure de vinyl; 3) Sans matériaux granulaires sur l'électrode collectrice, à la polarité négative on ne peut observer que les points lumineux autour les pointes ionisantes. **page 162**

Fig. 6.17. Oscillogrammes des "streamers" à la polarité positive de la décharge couronne. **page 162**

Fig. 6.18. Paramètres et variables d'un processus de séparation électrostatique de matériaux granulaires. **page 163**

Tableau 6.2. Evaluation du rendement de la séparation électrostatique des matériaux isolants et métalliques contenus dans un mélange granulaire comportant 74 % cuivre et 26 % polyéthylène + polychlorure de vinyl. **page 164**

Fig. 6.19. Distribution des granules métalliques et isolantes dans les 25 compartiments du collecteur de produits d'un séparateur à tambour. (Les conditions de l'expérience sont celles présentées sur la Fig. 6.18). **page 165**

ANNEXES

- Fig. A1.1.** Organigramme du programme "Décharge". page 174
- Fig. A1.2.** Programme "Claquage" (page 4/4). page 175
- Fig. A2.1.** Distribution du champ électrique à la surface d'une électrode plane mise à la terre en face d'une pointe à la haute tension; (a) cas du dispositif montré sur la Fig. 2.2,a; (b) cas du dispositif montré sur la Fig. 2.2,b. page 180
- Fig. A4.1.** Force réduite $F/(E_0 Q_m)$ qui s'exerce sur des granules chargés sphériques (a) et cylindriques (b) à proximité d'une électrode de polarité opposée. page 185
- Fig. A5.1.** Organigramme du logiciel "Décoll" (page 1/2). page 187
- Fig. A5.2.** Organigramme de la procédure "Pulse". page 189
- Fig. A5.3.** Organigramme de la procédure "Pulse 1". page 190
- Fig. A6.1.** Installations industrielles pour l'électroséparation des matériaux isolants et métalliques, fabriquées par l'entreprise roumaine "Electromures" de Targu Mures; (a) modèle ELSIM-1; (b) modèle ELSIM-2. page 192
- Fig. A6.2.** Variante modernisée de l'électroséparateur ELSIM-2, fabriqué par l'entreprise roumaine "Electromures" de Targu-Mures. page 193

TABLES DES MATIERES

THE UNIVERSITY OF CHICAGO

INTRODUCTION. PRESENTATION DES PROBLEMES	7
Chapitre 1. GRANULES CONDUCTEURS EN CHAMP HARMONIQUE	1 5
1.1. Granules conducteurs en contact avec une électrode affectée d'un champ harmonique	1 8
1.1.1. Méthode de calcul numérique	1 9
1.1.2. Charges et forces de granules en champ uniforme	2 1
1.1.3. Charges et forces de granules en champ non-uniforme	2 5
1.1.4. Renforcement local du champ électrique	2 8
1.2. Mouvements de granules conducteurs en champ harmonique	3 2
1.2.1. Champ de décollement	3 2
1.2.2. Forces électriques agissant sur une granule conducteur à proximité d'une électrode	3 4
1.2.3. Equations du mouvement	3 9
1.2.4. Renforcement local du champ électrique dû à un granule chargé s'approchant d'une électrode	4 0
1.3. Claquages dûs à un granule conducteur	4 5
1.3.1. Critère de claquage dans l'air atmosphérique	4 5
1.3.2. Microdécharges entre un granule chargé et une électrode de polarité opposée, dans l'air atmosphérique	4 6
1.3.3. Claquage de l'air atmosphérique entre électrodes planes en présence d'un granule conducteur	5 2
Conclusions du Chapitre 1	5 5

**Chapitre 2. MODELES EXPERIMENTAUX ET MATHEMATIQUES
DE CHAMPS ELECTRIQUES MONO-IONISES 5 7**

2.1. Ionisation par pointes	6 0
2.1.1. Dispositifs expérimentaux à une pointe ionisante	6 0
2.1.2. Matrices de pointes ionisantes	6 2
2.1.3. Calcul du champ ionisé entre une pointe et un plan	6 4
2.2. Champ électrique cylindrique	6 5
2.2.1. Dispositifs expérimentaux de type fil et cylindre coaxiaux	6 5
2.2.2. Calcul du champ électrique cylindrique modifié par une charge d'espace	6 6
2.3. Champ électrique plan	6 8
2.3.1. Dispositifs expérimentaux à trois électrodes	6 8
2.3.2. Calcul du champ électrique plan modifié par une charge d'espace	7 3
Conclusions du Chapitre 2	7 5

**Chapitre 3. GRANULES CONDUCTEURS EN CONTACT AVEC
UNE ELECTRODE AFFECTEE D'UN CHAMP MONO-
IONISE 7 7**

3.1. Charge de granules conducteurs et forces qu'ils subissent en contact avec une électrode	7 9
3.1.1. Charge d'un granule conducteur en contact avec une électrode affectée d'un champ ionisé	8 0
3.1.2. Evaluation de l'action du vent électrique sur un granule en champ ionisé	8 1
3.1.3. Evaluation des conditions de décollement	8 2

3.2. Décollement des granules	8 4
3.2.1. Granules entre électrodes pointe - plan	8 5
3.2.2. Granules en champ ionisé cylindrique	8 6
3.2.3. Granules en champ ionisé plan	9 0
3.3. Influence de la densité de la charge d'espace sur le décollement des granules conducteurs	9 3
3.3.1. Granules sphériques	9 3
3.3.2. Granules cylindriques	9 5
Conclusions du Chapitre 3	9 8

**Chapitre 4. GRANULES CONDUCTEURS A PROXIMITE
D'UNE ELECTRODE AFFECTEE D'UN CHAMP MONO-
IONISE** **9 9**

4.1. Charge d'un granule en champ ionisé continu	101
4.1.1. Charge maximum des granules	102
4.1.2. Lois de charge en fonction de temps	103
4.2. Charge d'un granule en champ ionisé intermittent	106
4.2.1. Evaluation de la charge maximale	106
4.2.2. Particularités de comportement des granules conducteurs en champ ionisé intermittent	110
4.3. Claquage dû aux granules conducteurs mobiles entre électrodes dans l'air ionisé	113
4.3.1. Renforcement du champ électrique dû aux granules chargés en champ ionisé	113
4.3.2. Micro-décharges entre un granule chargé et une électrode de polarité opposée, en champ ionisé	117
4.3.3. Claquage entre électrodes	118
Conclusions du Chapitre 4	122

Chapitre 5. MOUVEMENT D'UN GRANULE CONDUCTEUR EN CHAMP IONISE	123
5.1. Modèle mathématique	125
5.1.1. Equations de mouvement	125
5.1.2. Algorithme de calcul	128
5.2. Simulations numériques	129
5.2.1. Mouvements des granules en champ ionisé continu	130
5.2.2. Mouvements des granules en champ ionisé intermittent	137
5.3. Validations expérimentales	140
5.3.1. Visualisation des mouvements	140
5.3.2. Claquage produit par un granule mobile entre électrodes planes dans l'air atmosphérique	141
Conclusions du Chapitre 5	143

Chapitre 6. COMPORTEMENT DE GRANULES CONDUCTEURS DANS LES SEPARATEURS ELECTROSTATIQUES A TAMBOUR	145
6.1. Champ ionisé des séparateurs électrostatiques	149
6.1.1. Modèles d'électrodes ionisantes	149
6.1.2. Caractéristiques tension - courant	151
6.2. Mouvement d'un granule conducteur dans un séparateur à tambour	154
6.2.1. Angle de décollement	154
6.2.2. Trajectoires des granules	156

6.2. Optimisation des régimes de séparation électrostatique	158
6.2.1. Valeurs limites de la haute tension	158
6.2.2. Rendements maximaux	163
Conclusions du Chapitre 6	166
 CONCLUSIONS. PERSPECTIVES	 167
 ANNEXES	 171
Annexe 1. Logiciels d'évaluation numérique des conditions de claquage de l'air atmosphérique entre électrodes planes en présence d'un granule conducteur	173
Annexe 2. Analyse numérique du champ harmonique des systèmes d'électrodes pointe-plan	179
Annexe 3. Etude des conditions de décollement d'un granule cylindrique posé sur une électrode affectée d'un champ ionisé; influence du rapport longueur/rayon (L/R)	181
Annexe 4. Forces agissant sur des granules chargés en champ ionisé	184
Annexe 5. Logiciel de simulation numérique du mouvement d'un granule conducteur sphérique en champ ionisé, dans l'air atmosphérique	186
Annexe 6. Installations industrielles de séparation électrostatique de matériaux granulaires	191
 Liste des symboles	 194
 REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	 197
 LISTE DES ILLUSTRATIONS ET DES TABLEAUX	 215
 TABLES DES MATIERES	 233

BEHAVIOUR OF CONDUCTIVE PARTICLES IN MONO-IONISED ELECTRIC FIELDS IN ATMOSPHERIC AIR

This work aimed at studying the physical phenomena associated with the movement of spherical or cylindrical conductive granules of mm-size, in continuous or pulsed electric fields, in the presence of positive or negative corona, between electrodes situated at distances of one to five centimeters, in atmospheric air. A programme based on the boundary-element method was employed in order to compute the charge acquired by a granule, the force acting on it, and the field intensification it generates while in contact with or in proximity of a plate electrode, affected by an electric field. The condition for the inception of a discharge between a charged granule and an electrode of opposite polarity were analysed. The thesis addresses as well the circumstances in which the presence of a small conductive object may trigger the breakdown of the ionised air. The lift-off electric field of granules of different shapes, sizes, and densities was determined for several electrode arrangements (point-plane, wire-cylinder, "matrix of points"-plane). The experiments enabled the measurement of the breakdown voltage of air in various field configurations, in the presence of conductive particles, either fixed or mobile. A mathematical model was proposed in order to simulate granule movement and particle-induced breakdown. The influence of various electrical and mechanical parameters (voltage level, space charge density, coefficient of restitution at granule-electrode impact) was thoroughly examined. By providing a better understanding of the involved physical phenomena, this study contributed to the developpement of improved industrial installations for the electrostatic separation of mixed granular materials.

KEY-WORDS:

electrostatics; conductive particles; ionised electric field; electrical discharge; air breakdown; numerical models; electrostatic separation; granular materials

