

E. BADAREU

I. POPESCU

Gaz ionisés

PRÉFACE
DE L'ÉDITION FRANÇAISE

Je suis particulièrement heureux de voir paraître aujourd'hui, en français, l'ouvrage de M.M. Badareu et Popescu. Il me semble en effet qu'il marque un tournant dans l'histoire de la physique des gaz ionisés, une synthèse entre deux écoles de pensée : celle de la thèse ancienne „Décharge dans les Gaz” et celle de la plus jeune „Physique des Plasmas”. En effet lorsque dans les années 1955—1960, la Physique des Plasmas prit un grand essor, les jeunes physiciens qui participaient à ces nouvelles recherches, avaient tendance à s'opposer à ceux de la Décharge dans les Gaz ; ils considéraient en général que ce secteur de la physique était resté un peu trop dans le domaine de la science descriptive et que les théories qu'on pouvait y faire étaient trop souvent plus qualitatives que quantitatives. Ils désiraient au contraire fonder la Physique des Plasmas sur des théories cinétiques exactes et raffinées ; ceci était d'ailleurs justifié, car les phénomènes collectifs qui sont caractéristiques des vrais plasmas, ne peuvent être correctement décrits que dans le cadre d'une telle théorie cinétique raffinée. D'ailleurs ces phénomènes se présentent à l'état pur dans les „vrais plasmas”, c'est-à-dire les gaz complètement ionisés et ceci était une raison de plus pour séparer la Physique des Plasmas qui s'occuperait de gaz complètement ionisés et la Décharge dans les Gaz qui s'occuperait de gaz partiellement et souvent faiblement ionisés.

En fait il apparaît de plus en plus que cette séparation était nuisible : par exemple, il est clair que pour produire un plasma complètement ionisé, on part en général d'un gaz neutre que l'on ionise par des techniques qui font intervenir divers processus atomiques ou moléculaires : les recherches sur la physique des gaz ionisés doivent donc maintenir un équilibre entre la théorie cinétique des gaz usuels, la théorie de Vlasov des plasmas,

L'étude des processus atomiques et moléculaires et les problèmes technologiques.

Dans cet état d'esprit, il était tentant de faire, dans un ouvrage unique, une présentation moderne et unifiée des phénomènes de décharge dans les gaz.

Bien qu'ils aient eu quelques prédécesseurs dans ce sens, à vrai dire peu nombreux, il me semble que M.M. Badareu et Popescu ont réussi un remarquable travail de synthèse et que ce livre constituera désormais, pour tous les étudiants et chercheurs dans le domaine, un ouvrage de référence extrêmement utile.

J. L. DELCROIX

PRÉFACE

Cette monographie représente, dans les grandes lignes, la version française de l'ouvrage Gaze ionizate. Descărcări electrice în gaze (Gaz ionisés. Décharges électriques dans les gaz), paru en roumain.

Le but poursuivi est de présenter les phénomènes physiques fondamentaux des principales formes du passage du courant électrique dans les gaz.

Dans le désir d'inclure dans ce travail les dernières découvertes et idées présentant un intérêt particulier, l'ordre de l'exposé a dû être modifié dans une certaine mesure par rapport à l'ordre classique. L'ouvrage est consacré au développement de l'ionisation et à l'amorçage de la décharge dans les gaz (Chap. I), aux régions voisines des électrodes dans la décharge luminescente et dans l'arc électrique (Chap. II) ainsi qu'au plasma formé par décharge électrique dans les gaz (Chap. III).

Enfin, le paragraphe 19 et dernier traite brièvement des fondements physiques de quelques applications aussi récentes qu'innovatrices, telles que les tubes à cathode froide, les lasers à gaz, les générateurs de microondes, les convertisseurs thermo-ioniques, le plasmatron, les générateurs magnéto-hydrodynamiques, les moteurs ioniques et la propulsion par éjection de plasma, les réactions chimiques et les réactions thermonucléaires dans le plasma. Sont également incluses dans l'ouvrage de nombreuses contributions de l'école roumaine de décharges électriques dans les gaz.

Les auteurs tiennent à souligner que, par rapport à l'édition roumaine, dans le désir de présenter un ouvrage aussi complet que possible et mis à jour, ils ont entièrement refait les paragraphes 15 et 16.

En ce qui concerne le paragraphe 12, il a été partiellement récrit. De petites modifications ont été effectuées dans tous les autres paragraphes.

En élaborant cette monographie, les auteurs ont nourri l'espoir constant de présenter aux lecteurs le fascinant tableau de la physique des décharges électriques dans les gaz, l'extraordinaire réseau de propriétés du quatrième état de la matière; en effet, en fonction du degré d'ionisation, les gaz ionisés ont des propriétés similaires à celles des métaux, des semi-conducteurs, des électrolytes ou des gaz ordinaires, ce qui justifie la conviction que l'on se trouve en présence d'un horizon sans bornes en ce qui concerne le développement futur de ce domaine.

Les auteurs remercient chaleureusement M. J. L. Delcroix, professeur à la Faculté des Sciences d'Orsay, qui a eu la bienveillance de réviser la traduction, ainsi que M. C. Popescu-Ulmu, le traducteur de l'ouvrage, rédacteur en chef au Centre de Documentation Scientifique de l'Académie de la R. S. de Roumanie.

Les auteurs expriment aussi leurs vifs remerciements aux maisons d'éditions « Dunod » de Paris et « Meridiane » et « Editura tehnică » de Bucarest pour l'esprit de collaboration manifesté dans la parution de cet ouvrage.

LES AUTEURS

Chapitre I^{er}

LE DÉVELOPPEMENT DE L'IONISATION ET L'AMORÇAGE DE LA DÉCHARGE DANS LES GAZ

§1. LA CONDUCTIBILITÉ DES GAZ FAIBLEMENT IONISÉS

Si dans un gaz, au moyen d'un mécanisme quelconque, apparaissent des charges électriques libres (électrons, ions positifs, ions négatifs), le gaz devient conducteur de l'électricité. D'ailleurs, il existe toujours dans les gaz un petit nombre de charges électriques libres, dues à l'action de certains agents ionisants extérieurs permanents, tels que les radiations cosmiques, la radioactivité de la terre, la radioactivité du radium et du thorium présents dans l'atmosphère. Ainsi, en général, il n'existe pas de gaz qui soient des isolants électriques parfaits; il existe, tout au plus, des gaz dont la conductibilité électrique très réduite ne peut être mesurée qu'à l'aide d'appareils de grande sensibilité. Nous donnons dans le tableau 1 les concentrations n_p et n_n des ions positifs et négatifs, ainsi que la vitesse d'ionisation $dn_p/dt = dn_n/dt = dn/dt$ dans l'atmosphère; ainsi, dans les couches inférieures de l'atmosphère, la conductibilité électrique est de l'ordre de $10^{-16} (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$, tandis que la conductibilité électrique du cuivre est de l'ordre de $10^6 (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$.

Tableau 1. Concentration des ions et vitesse d'ionisation dans l'atmosphère

Hauteur m	n_p ions/cm ³	n_n ions/cm ³	dn/dt ions/cm ² ·s
à la surface de la terre	500-1 100	400-850	4-10
2 000	650	550	4-10
4 000	1 000	1 000	12-20
5 200	2 400	2 000	~30
16 000	—	—	~200

Nous analyserons d'abord le passage du courant électrique à travers les gaz, dans le cas de la décharge non autonome, décharge qui se maintient aussi longtemps que le gaz se trouve sous l'influence d'un agent ionisant extérieur suffisamment intense; si l'on interrompt l'action de celui-ci, le courant baisse rapidement jusqu'à la valeur extrêmement réduite due au courant rémanent entretenu par l'ionisation naturelle du gaz.

Nous supposons, dans ce qui suit, le champ électrique suffisamment faible pour que les électrons, dans leur mouvement à travers le gaz, n'acquiescent pas une énergie plus grande que l'énergie d'ionisation des atomes, de sorte que l'ionisation du gaz par multiplication électronique ne se produit pas. Nous supposons également que la charge d'espace est négligeable devant la charge superficielle des électrodes, de sorte que le champ électrostatique ne subit, pratiquement, aucune déformation. Nous analyserons à tour de rôle l'action de deux catégories d'agents ionisants extérieurs sur le gaz se trouvant entre deux électrodes planes et parallèles, assez grandes pour assurer un champ électrique constant dans l'espace existant entre elles :

a) *L'émission électronique secondaire de la cathode*, par exemple l'émission photo-électronique produite par l'action d'un rayonnement extérieur, caractérisé par le coefficient d'émission γ_0 [électrons/cm²·s] (fig. 1, a) ;

b) *L'ionisation en volume du gaz*, produite, par exemple, par l'action d'un rayonnement extérieur, supposé homogène dans tout le volume et caractérisé par le coefficient d'ionisation γ_0 [paires d'ions/cm³] (fig. 1, b).

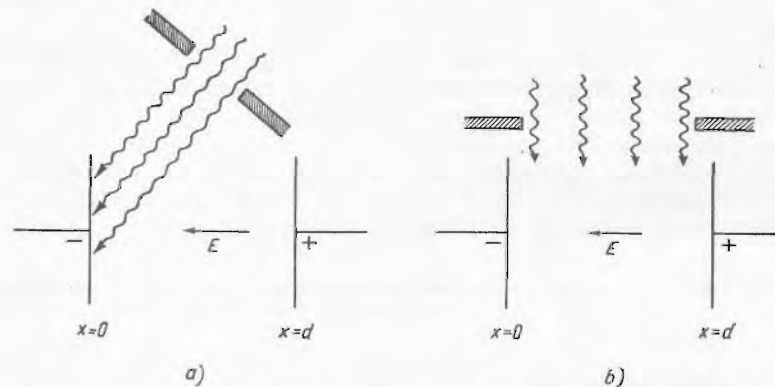


Fig. 1. a) L'émission photo-électronique de la cathode. b) L'ionisation du gaz par rayonnement uniforme.

a) Dans ce cas, la densité de courant j dans le plan de la cathode est égale à la différence entre la densité du courant d'émission $j_0 = e\gamma_0$ et la densité du courant rétrodiffusé $en_e \bar{v}_e/4$, dû à la diffusion des électrons vers la cathode [1]

$$j = e \left(\gamma_0 - \frac{n_e \bar{v}_e}{4} \right), \quad (1.1)$$

où n_e désigne la concentration d'électrons et \bar{v}_e la vitesse moyenne des électrons dans leur mouvement désordonné. D'autre part, en considérant un autre plan de l'espace compris entre les élec-

trodes, l'équation de continuité du courant impose la relation

$$j = en_e u_e = en_e \mu_e E, \quad (1.2.)$$

où u_e désigne la vitesse d'entraînement des électrons, μ_e — leur mobilité, $E = V/d$ — l'intensité du champ électrique, V — la différence de potentiel et d — la distance entre les électrodes. En éliminant n_e entre (1.1) et (1.2) il s'ensuit

$$j = \frac{e\gamma_0}{1 + \frac{\bar{v}_e}{4u_e}} = \frac{e\gamma_0 \mu_e E}{\mu_e E + \frac{\bar{v}_e}{4}}. \quad (1.3)$$

Pour des champs E très faibles, $\mu_e E \ll \bar{v}_e/4$ et j est proportionnel à E

$$j = \frac{4e\gamma_0 \mu_e}{\bar{v}_e} E = \sigma E, \quad (1.4)$$

σ étant la conductibilité électrique du gaz. Pour des champs E suffisamment intenses, $\mu_e E \gg \bar{v}_e/4$, j atteint la valeur de saturation $j_s = j_0 = e\gamma_0$. Dans la figure 2 est représentée de manière schéma-

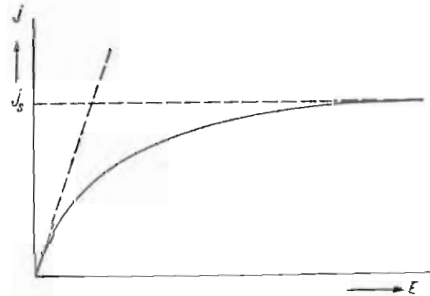


Fig. 2. Schéma de la relation $j = j(E)$.

tique la relation $j = j(E)$, similaire à la caractéristique tension-courant $j = j(V)$.

b) Dans ce cas, en supposant pour l'instant $E = 0$, donc $j = 0$, la concentration de particules chargées $n_p = n_e = n$ n'augmentera pas indéfiniment, mais sera limitée par le processus de recombinaison, conformément à l'équation

$$\frac{dn}{dt} = \nu_0 - \alpha_r n^2 \quad (1.5)$$

où α_r désigne le coefficient de recombinaison. A l'équilibre ($dn/dt = 0$), la concentration stationnaire de charges est fournie par

$$n_s = \left(\frac{\nu_0}{\alpha_r} \right)^{1/2}. \quad (1.6)$$

Cette égalité demeure également valable pour des champs électriques assez faibles, si le nombre de charges se neutralisant par recombinaison est grand par rapport au nombre de charges qui arrivent aux

électrodes. En éliminant n_s entre (1.6) et l'expression de la densité de courant

$$j = j_p + j_e = e(n_p u_p + n_e u_e) = en_s(\mu_p + \mu_e)E, \quad (1.7)$$

on obtient une variation linéaire de j avec E

$$j = e(\mu_p + \mu_e)(v_0/\alpha E_e)^{1/2} = \sigma E. \quad (1.8)$$

Si le champ électrique est suffisamment intense, les charges électriques tombent sur les électrodes avant de se neutraliser par recombinaison et le courant électrique atteint la valeur de saturation fournie par l'expression $j_s = 2e v_0 d$.

La caractéristique tension-courant revêt donc, dans le cas de l'ionisation en volume du gaz, une forme similaire à la courbe représentée sur la figure 2. Dans les deux cas discutés ci-dessus, la densité du courant est proportionnelle au champ électrique pour de faibles valeurs de celui-ci et tend vers une valeur limite j_s quand E augmente assez fortement.

Nous avons supposé que la charge d'espace due aux particules chargées du gaz est suffisamment faible pour ne pas déformer le champ électrostatique qui, dans les cas étudiés, est constant et égal à $E = V/d$. Pour établir les limites de validité de cette approximation, nous comparerons la densité de charge à la surface des électrodes, $E/4\pi$, à la charge d'espace $end = jd/(\mu_p + \mu_e)E$, correspondant à l'unité de surface des électrodes; ainsi, en prenant $E = 1$ u. CGS = 300 V/cm, $d = 1$ cm, $(\mu_p + \mu_e) = 600$ u. CGS, il s'ensuit que le champ électrostatique sera déformé par la charge d'espace pour $j > 60$ u. CGS = 10^{-8} A/cm², valeur qui augmente proportionnellement avec E^2 .

Il est nécessaire de mentionner une difficulté apparaissant lors de la déduction de l'expression (1.8). En effet, comme d'habitude $\mu_p < \mu_e$, il en résulterait que, dans le cas d'un champ électrique constant, le nombre des charges positives tombant sur la cathode serait plus petit que le nombre des charges négatives tombant sur l'anode, bien que, dans le volume du gaz se forme et se recombine le même nombre d'ions de deux signes. En réalité, devant la cathode une charge d'espace positive se forme, et devant l'anode une charge d'espace négative; du fait de la différence existant entre les mobilités μ_p et μ_e , l'épaisseur de la couche positive et la grandeur du champ devant la cathode sont respectivement plus grandes que l'épaisseur de la couche négative et la grandeur du champ devant l'anode, de sorte que le nombre des charges tombant par seconde sur les deux électrodes reste le même. La figure 3 représente de manière schématique ce processus pour deux électrodes planes et parallèles. En supposant les densités de charge $\rho_p = en_p$ et $\rho_e = en_e$ constantes respectivement dans la couche cathodique et dans la couche anodique, il s'ensuit, à partir de l'équation de Poisson $d^2V/dx^2 = -dE/dx = -4\pi\rho$, que dans ces couches E dépend linéairement de x , et V dépend paraboliquement de x . En général, l'écart de la distribution

du champ et du potentiel de la forme électrostatique ne devient important que pour des courants dépassant la valeur critique mentionnée plus-haut.

Considérons brièvement la décharge dans le gaz se trouvant entre deux électrodes planes et parallèles, dont l'une, par exemple

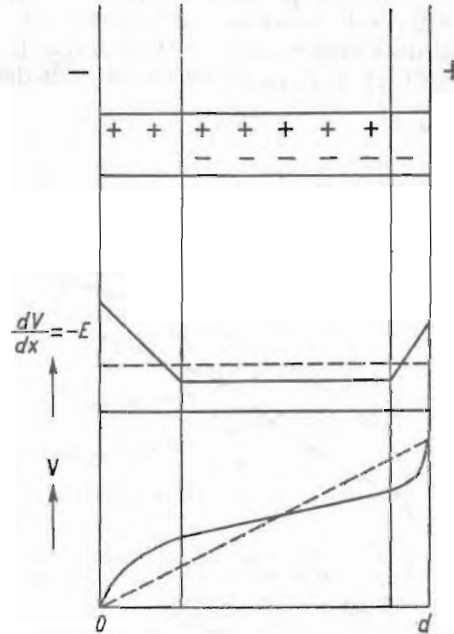


Fig. 3. La distribution de la charge d'espace ρ , du champ E et du potentiel V entre cathode et anode. En pointillé sont représentées les distributions dans le cas $\rho = 0$.

l'anode, émet des ions positifs (cela est pratiquement réalisable en employant l'émission thermo-ionique d'une anode Kunsman). En utilisant l'expression de la densité de courant $j = \rho u = \rho \mu E$, l'équation de Poisson prend la forme

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi j}{\mu E} \tag{1.9}$$

Intégrant (1.9) et posant comme condition initiale à l'anode $x = 0$, $E = 0$ (ce qui suppose une émission tellement intense d'ions positifs que toutes les lignes de champ partant de la cathode s'achèvent sur la charge d'espace positive, aucune n'atteignant l'anode) on obtient

$$E = \left(\frac{8\pi j}{\mu} \right)^{1/2} x^{1/2} \tag{1.10}$$

La caractéristique tension-courant résulte de l'intégration de l'expression du champ de $x = 0$ jusqu'à $x = d$; la densité de courant est donnée par l'expression

$$j = \frac{9\mu}{32\pi} \frac{V_d^2}{d^3} \quad (1.11)$$

où V_d désigne la différence de potentiel appliquée entre les électrodes. La densité de charge est obtenue en employant l'expression du champ et l'équation de Poisson, $\rho = (1/4\pi)dE/dx$. La figure 4 représente la distribution du champ, du potentiel et de la densité de charge.

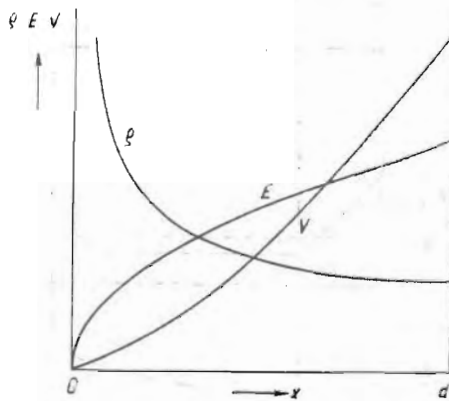


Fig. 4. La distribution du champ, du potentiel et de la charge d'espace entre la cathode et l'anode émettrice d'ions positifs.

Le calcul simple effectué ci-dessus n'est pas valable pour la région au voisinage immédiat de l'anode, puisque la condition initiale $x = 0$, $E = 0$ implique à l'anode $u = 0$, donc $\rho = j/u = \infty$; cette difficulté peut être éliminée en considérant une vitesse finie des ions émis par l'anode.

Jusqu'ici nous avons analysé la décharge électrique entre deux électrodes planes et parallèles. Un autre type de décharge présente également un grand intérêt : les décharges électriques ayant lieu entre deux électrodes cylindriques concentriques (de rayon $r_2 \gg r_1$), quand le cylindre intérieur émet des ions de même signe que sa polarité. De pareilles conditions caractérisent la décharge en couronne qui apparaît, pour des pressions de gaz relativement grandes, entre un fil mince et un cylindre coaxial (en général entre une électrode ayant un rayon de courbure petit et une électrode à grand rayon de courbure). L'ionisation est due aux collisions électrons-molécules, les électrons étant accélérés par le champ électrique intense régnant au voisinage immédiat de l'électrode intérieure; les charges de signe opposé sont attirées et neutralisées, et les charges de même signe sont dirigées par le champ électrique radial vers le cylindre extérieur. Le

courant fourni par le mouvement des charges (par unité de longueur du système cylindrique) est constant, $i = 2\pi r j = 2\pi r \rho u = 2\pi r \rho \mu E$, où j , ρ , u , μ et E sont fonctions de la distance r à l'axe du système; par l'introduction de ρ dans l'équation de Poisson, écrite en coordonnées cylindriques,

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rE) = 4\pi \rho, \quad (1.12)$$

on obtient l'équation

$$rE \frac{d}{dr} (rE) = \frac{2i}{\mu} r. \quad (1.13)$$

L'intégration, avec la condition $r = r_1$, $E = E_1$, conduit à la distribution du champ

$$(rE)^2 - (r_1 E_1)^2 = \frac{2i}{\mu} (r^2 - r_1^2). \quad (1.14)$$

Nous observons que pour de grandes distances à l'axe du système ($r \gg r_1$), le champ devient constant, en prenant la valeur $E = (2i/\mu)$; étant donné que $i \sim r \rho \mu E$, il s'ensuit également que $\rho \sim 1/r$.

§ 2. LA MULTIPLICATION ÉLECTRONIQUE PAR COLLISIONS DANS LES GAZ

Dans le paragraphe précédent nous avons considéré le champ électrique suffisamment faible pour que les électrons, et encore moins les ions, dans leur mouvement dans le gaz, ne se multiplient pas par collisions ionisantes avec les atomes ou les molécules. Dans ce qui suit nous analyserons le développement de l'ionisation dans les gaz par multiplication électronique. Considérons, à cette fin, l'expérience représentée figure 1, *a*; en augmentant la tension entre les électrodes à des valeurs supérieures à celles correspondant au courant de saturation, le courant commence de nouveau à s'accroître, au début lentement, puis de plus en plus rapidement; à une tension critique V_s (le potentiel d'amorçage ou potentiel disruptif), le courant augmente considérablement, n'étant limité que par la résistance du circuit extérieur et la puissance de l'alimentation (fig. 5); Townsend a attribué cette amplification du courant à l'ionisation du gaz due aux collisions électroniques, et les expériences ont pleinement confirmé la théorie élaborée sur cette base.

Dans ce qui suit nous considérerons comme négligeable la déformation du champ électrostatique sous l'influence de la charge d'espace; nous supposerons également la distance entre les électrodes beaucoup plus grande que le libre parcours moyen des électrons, de sorte que ceux-ci se meuvent dans le gaz en régime stationnaire, à une vitesse d'entraînement $u_s = u_s(E/p)$. Dans ces conditions, le

flux d'électrons $j_e(x)/e = n_e(x)u_e$, passant par le plan d'abscisse x , produira dans la couche adjacente d'épaisseur dx un nombre $d(j_e/e) = (j_e/e)\alpha dx$ d'électrons nouveaux, α étant le premier coefficient de Townsend, défini comme le nombre moyen de paires électron-ion engendrées par un électron sur un centimètre de parcours dans

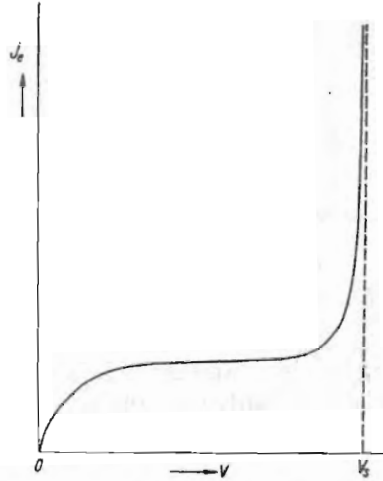


Fig. 5. La caractéristique tension-courant dans le domaine correspondant à la multiplication électronique.

la direction du champ. En intégrant et en tenant compte des conditions initiales $x = 0$, $n_e = n_e(0)$, $j_e(0)$ [dans le cas considéré $j_e(0)$ est le courant de saturation de l'émission photo-électrique de la cathode], il s'ensuit

$$\frac{j_e}{j_e(0)} = \frac{n_e}{n_e(0)} = \exp(\alpha x). \quad (2.1)$$

Le courant à l'anode ($x=d$) est transporté seulement par les électrons, de sorte que la densité totale du courant de la décharge est $j = j_e(0) \exp(\alpha d)$; étant donné que cette densité se conserve en chaque point entre les électrodes, il s'ensuit que la densité du courant d'ions positifs dans le plan d'abscisse x est $j_p = j - j_e = j_e(0)[\exp(\alpha d) - \exp(\alpha x)]$ et, en particulier, à la cathode $j_p(0) = j_e(0)[\exp(\alpha d) - 1]$.

Pour déduire l'expression de α , nous considérerons l'équation de continuité du flux électronique, en tenant compte du processus d'ionisation par collision électronique [1]

$$\frac{d}{dx}(n_e u_e) = n_e N \int v_e Q_i(v_e) f(v_e) dv_e, \quad (2.2)$$

où le deuxième membre représente le nombre de collisions ionisantes se produisant dans un centimètre cube, en une seconde; N est la

concentration des atomes de gaz, $f(v_e)$ — la fonction de distribution des vitesses des électrons, et $Q_i(v_e)$ — la section efficace d'ionisation des atomes du gaz par collisions électroniques. Tenant compte de l'expression de la densité du courant électronique

$$j_e = en_e u_e = en_e \int v_e f(v_e) dv_e, \quad (2.3)$$

on obtient

$$\frac{dj_e}{dx} = en_e N \int v_e Q_i(v_e) f(v_e) dv_e = \alpha j_e \quad (2.4)$$

où

$$\alpha = \frac{N \int v_e Q_i(v_e) f(v_e) dv_e}{\int v_e f(v_e) dv_e}. \quad (2.5)$$

Cette expression de α peut aussi s'écrire: $\alpha = \nu_i/u_e$, rapport entre

$$\nu_i = N \int v_e Q_i(v_e) f(v_e) dv_e, \quad (2.6)$$

nombre d'ionisations effectuées par un électron en une seconde (c'est-à-dire la fréquence d'ionisation) et la distance parcourue par celui-ci en une seconde, c'est-à-dire la vitesse d'entraînement

$$u_e = \int v_e f(v_e) dv_e. \quad (2.7)$$

En régime stationnaire, $f(v_e)$ ne peut dépendre que du champ réduit E/N , de sorte que, exprimant la concentration N à l'aide de la pression réduite à 0°C, p , il suit de (2.5) que, généralement, α/p n'est fonction que du champ réduit E/p

$$\alpha/p = \varphi(E/p). \quad (2.8)$$

Avant de considérer l'expression générale (2.5) nous donnerons ici la première et la moins rigoureuse expression de la fonction $\varphi(E/p)$. Ainsi, en supposant que la probabilité d'ionisation est nulle pour des énergies des électrons inférieures à eV_i (V_i est le potentiel d'ionisation) et égale à l'unité pour des énergies supérieures à eV_i , et que chaque électron repart avec une énergie nulle après chaque collision, il en résulte que ne peuvent effectuer des collisions ionisantes que les électrons qui ont parcouru, dans la direction du champ, une distance supérieure à $l_i = V_i/E$; α est alors égal au nombre de libres parcours moyens compris dans un centimètre, $1/l$ (l est le libre parcours moyen) multiplié par la probabilité $\exp(-l_i/l)$ que le libre parcours soit plus grand que l_i , c'est-à-dire que

$$\alpha = \frac{1}{l} \exp\left(-\frac{l_i}{l}\right) = \frac{1}{l} \exp\left(-\frac{V_i}{El}\right). \quad (2.9)$$

En introduisant le libre parcours moyen $l_1 = pl$ correspondant à la pression de 1 mmHg, on obtient

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp\left(-\frac{B}{E/p}\right), \quad (2.10)$$

où $A = 1/l_1$, et $B = V_i/l_1$. Du fait des hypothèses extrêmement simplificatrices faites lors de sa déduction, l'expression (2.10) n'est pas en accord quantitatif avec les données expérimentales. En premier lieu, on ne confirme pas le fait, indiqué par cette expression, que α/p tend vers la valeur de saturation A pour de grandes valeurs de E/p . En outre, les valeurs absolues calculées à l'aide de (2.10) ne sont pas confirmées par l'expérience; ainsi, par exemple, dans le cas de l'azote, les valeurs calculées pour $A[(\text{cm} \cdot \text{mmHg})^{-1}]$ et $B[V(\text{cm} \cdot \text{mmHg})^{-1}]$ sont $A = 30$, $B = 450$, et les valeurs expérimentales $A = 12$, $B = 342$. Mais en choisissant de façon adéquate les constantes A et B , l'équation (2.10) fournit des valeurs raisonnables dans certains domaines limités de E/p (tableau 2).

Tableau 2. Valeurs des constantes A et B pour divers gaz

Gaz	A (cm · mmHg) ⁻¹	B V(cm · mmHg) ⁻¹	Domaine de validité E/p V(cm · mmHg) ⁻¹
H ₂	5	130	150 — 600
N ₂	12	342	100 — 600
CO ₂	20	466	500 — 1 000
air	15	365	100 — 800
H ₂ O	13	290	150 — 1 000
HCl	25	380	200 — 1 000
He	3	34	20 — 150
Ne	4	100	100 — 400
Ar	14	180	100 — 600
Kr	17	240	100 — 600
Xe	26	350	200 — 800
Hg	20	370	200 — 600

Ainsi qu'il résulte de (2.5), la déduction rigoureuse de l'expression de α/p implique la connaissance de la fonction de distribution des électrons $f(v_e)$ et de la section efficace d'ionisation $Q_i(v_e)$. Supposons, par exemple, que les vitesses des électrons sont régies par une distribution maxwellienne, correspondant à une température T_e , et que l'énergie des électrons est petite par rapport à l'énergie correspondant au maximum de la section efficace d'ionisation Q_i ; on peut alors utiliser l'approximation linéaire $NQ_i = ap(V - V_i)$. En intégrant l'équation (2.6) dans l'intervalle de vitesses compris entre $(2eV_i/m_e)^{1/2}$ et l'infini, on arrive pour la fréquence d'ionisation à l'expression suivante [2]

$$\nu_i = ap \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \left\{ V_i + \frac{2kT_e}{e} \right\} \exp\left(-\frac{eV_i}{kT_e}\right). \quad (2.11)$$

En employant les relations $3kT_e = m\bar{v}_e^2$ et $\alpha = v_i/u_e$, ainsi que les expressions de $\bar{v}_e^2 \sim (e/m)\kappa^{-1/2}El$ et $u_e \sim (e/m)^{1/2}\kappa^{1/4}(El)^{1/2}$ en fonction de $El \sim E/p$, on obtient finalement [04], [040], [3], [4]

$$\frac{\alpha}{p} = \frac{2^{1/2}}{\pi^{1/4}} \frac{\alpha V_i}{l_1 \kappa^{1/2}} \left(1 + \frac{e V_i}{2kT_e} \right) \exp \left(- \frac{2^{3/2} \kappa^{1/2} V_i / \pi^{1/4} l_1}{E/p} \right) \quad (2.12)$$

où κ est la fraction moyenne d'énergie perdue par un électron lors d'une collision. En choisissant des valeurs convenables pour κ , qui, généralement, dépend de E/p , l'expression (2.12) concorde avec les données expérimentales. Pour de grandes valeurs de E/p , donc à

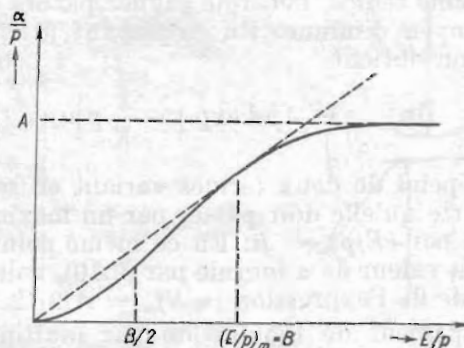


Fig. 6. Le coefficient $\alpha/p = \varphi(E/p)$ (de manière schématique). Détermination de la constante de Stoletov.

des températures élevées des électrons, $ev_i/2kT_e \ll 1$, et l'expression (2.12) de α/p se réduit à la forme simple (2.10); ainsi, par exemple, dans l'air cette condition est remplie pour $E/p > 200$ V/cm·mmHg. Pour des températures électroniques très élevées, lorsqu'une grande partie d'entre eux ont des énergies dépassant l'énergie correspondant au maximum de la probabilité d'ionisation, il faut utiliser pour Q_i une meilleure approximation [5], [6] (voir les équations (14.16) et (14.17)). En outre, dans beaucoup de gaz et dans certains domaines de E/p , la distribution maxwellienne cesse d'être une bonne approximation pour $f(v_e)$.

On peut démontrer, à partir de la relation générale (2.8), ce qui a été établi expérimentalement par Stoletov [7]: la valeur $(E/p)_m$ correspondant au maximum de $\alpha(p)$ est une constante pour un gaz donné (constante de Stoletov). Ainsi, en maintenant E constant, le maximum de $\alpha = p\varphi(E/p)$ est fourni par la condition

$$\frac{dz}{dp} = \varphi \left(\frac{E}{p} \right) - \frac{E}{p} \varphi' \left(\frac{E}{p} \right) = 0, \quad (2.13)$$

c'est-à-dire que

$$\varphi' \left(\frac{E}{p} \right) = \frac{\varphi \left(\frac{E}{p} \right)}{\frac{E}{p}}. \quad (2.14)$$

$(E/p)_m = C^{te}$ est déterminé de manière univoque, par le point de tangence de la courbe $\varphi(E/p)$ avec la droite passant par l'origine (fig. 6).

Le passage du coefficient $\alpha(p)$, donc du courant $j(p)$ également, par un maximum est dû à la concurrence de deux processus contraires; avec l'augmentation de la pression la fréquence des collisions croît, mais, en même temps, l'énergie gagnée par les électrons sur un libre parcours moyen diminue. En employant (2.1) et l'expression (2.10) pour α/p , on obtient

$$\ln \frac{j}{j_e(0)} = A p d \exp \left(- \frac{E}{E} p \right). \quad (2.15)$$

Cette fonction dépend de deux termes variant en sens inverse avec la pression, de sorte qu'elle doit passer par un maximum dont l'abscisse est fournie par $(E/p)_m = B$. En ce même point, devient également maximale la valeur de α fournie par (2.10), valeur qui peut être déterminée à l'aide de l'expression $(\alpha/E)_m = A/2,72 B$.

Le développement de l'ionisation par multiplication électronique peut être caractérisé également par le coefficient

$$\eta = \frac{\alpha}{E} = \frac{\alpha/p}{E/p}, \quad (2.16)$$

qui représente le nombre moyen de paires électron-ion engendrées par un électron sous l'effet d'une chute de potentiel de 1 volt. En utilisant le coefficient η , l'expression (2.1) peut être écrite encore sous la forme

$$j_e/j_e(0) = \exp(\eta V). \quad (2.17)$$

La figure 7 représente de manière schématique l'allure de la fonction $\eta = \eta(E/p)$, où nous avons admis pour α l'expression (2.10). La grandeur $1/\eta = E/\alpha$, multipliée par la charge de l'électron, représente l'énergie moyenne nécessaire à la formation d'une paire électron-ion. Le maximum de la courbe $\eta = \eta(E/p)$, ou le minimum de la courbe $1/\eta$, en fonction de E/p , correspond à la constante de Stoletov.

Le schéma du dispositif classique utilisé pour la détermination expérimentale du coefficient α est représenté figure 8. Dans un récipient en verre se trouvent deux électrodes, la cathode C et l'anode A , ayant le profil de Rogowski [8], [9] (qui s'obtient en courbant le bord des électrodes, de sorte que le champ électrique au bord ne

soit plus intense que celui du centre du condensateur CA). Le courant électronique stationnaire initial $j_e(0)$ de la cathode est produit par l'illumination de celle-ci, par la fenêtre de quartz Q et par des orifices pratiqués dans l'anode, par un rayonnement ultra-violet fourni par une source constante S (un arc électrique à vapeur de

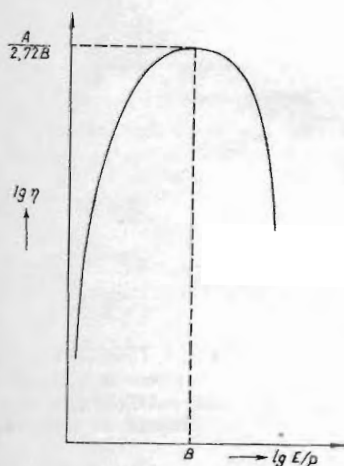


Fig. 7. Le coefficient $\eta = \eta(E/p)$ (de manière schématique).

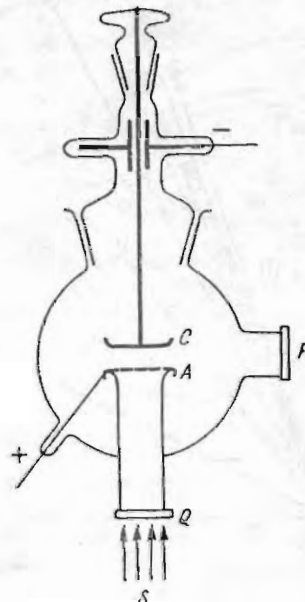


Fig. 8. Schéma du dispositif expérimental pour la détermination du coefficient α .

mercure). Un mécanisme spécial, monté à la partie supérieure du récipient, permet de faire varier la distance d entre les électrodes en déplaçant la cathode parallèlement à l'anode; cette distance peut être mesurée à l'aide d'un cathétomètre par la fenêtre F . En maintenant la pression p et le champ $E = V/d$ constants, donc α constant, il résulte de (2.1) une relation linéaire entre $\ln j_e$ et la distance d

$$\ln j_e = \ln j_e(0) + \alpha d; \quad (2.18)$$

la pente de la droite est égale à α ; des résultats expérimentaux typiques sont présentés figures 9 et 10 pour le mercure et l'air [018], [024]. Les valeurs expérimentales de α et η pour divers gaz et vapeurs [10]—[15] sont données figures 11—17. On observe, en général, que jusqu'à des valeurs de E/p de l'ordre de 10^3 V/cm·mmHg, α/p n'atteint pas encore nettement une valeur de saturation ainsi qu'il est prévu par la théorie exposée précédemment.

On a représenté, figure 18, le coefficient η pour le mélange Ne—Ar [16] où se produit l'effet Penning [010], [42] entre les atomes métastables de néon et les atomes d'argon à l'état normal. Etant

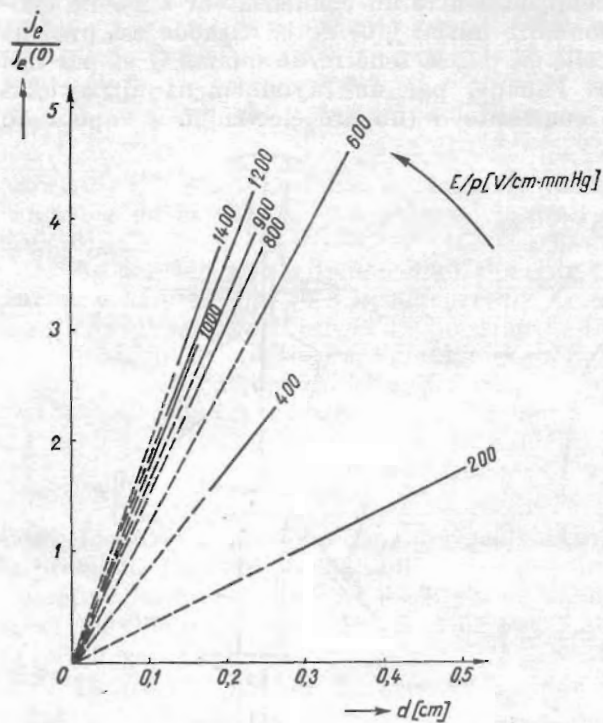


Fig. 9. Données expérimentales pour la détermination du coefficient α dans la vapeur de mercure.

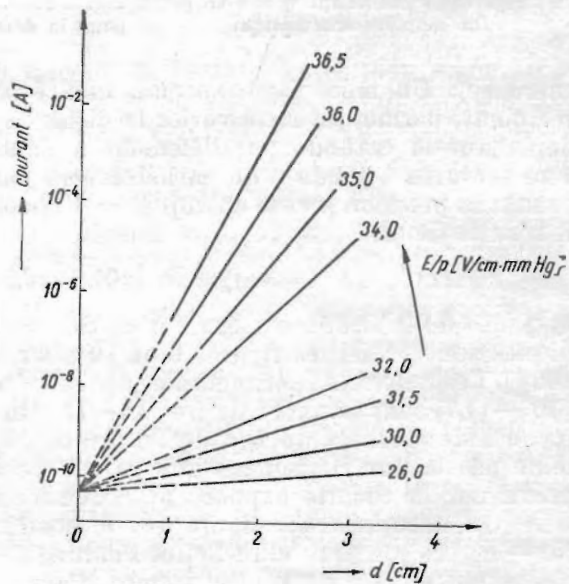


Fig. 10. Données expérimentales pour la détermination du coefficient α dans l'air.

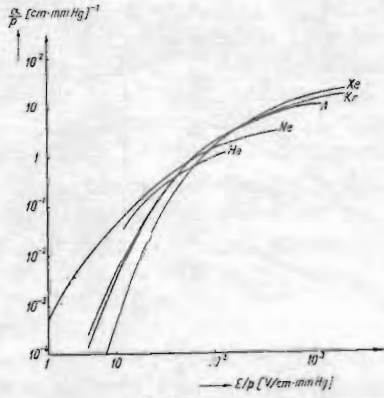


Fig. 11. Le coefficient α/p dans les gaz rares (échelle doublement logarithmique).

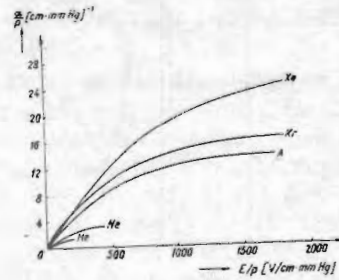


Fig. 12. Le coefficient α/p dans les gaz rares (échelle linéaire).

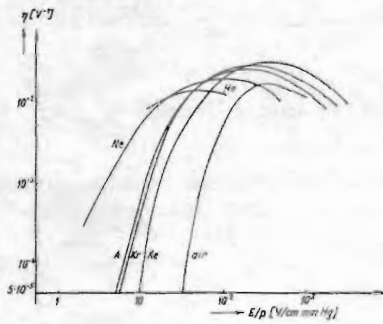


Fig. 13. Le coefficient γ dans les gaz rares et dans l'air.

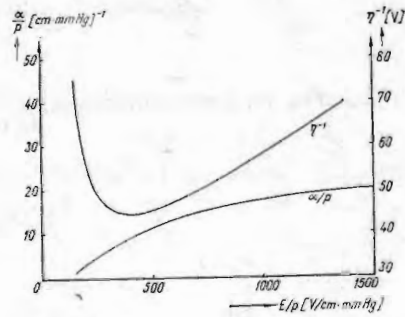


Fig. 14. Les coefficients α/p et γ dans la vapeur de mercure.

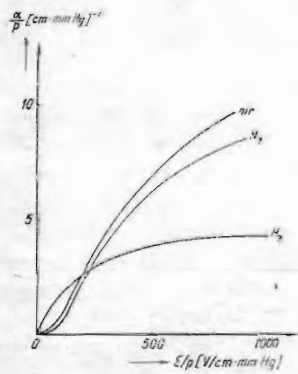


Fig. 15. Le coefficient α/p dans l'air, N_2 et H_2 .

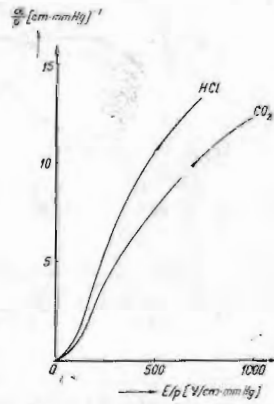


Fig. 16. Le coefficient α/p dans HCl et CO_2 .

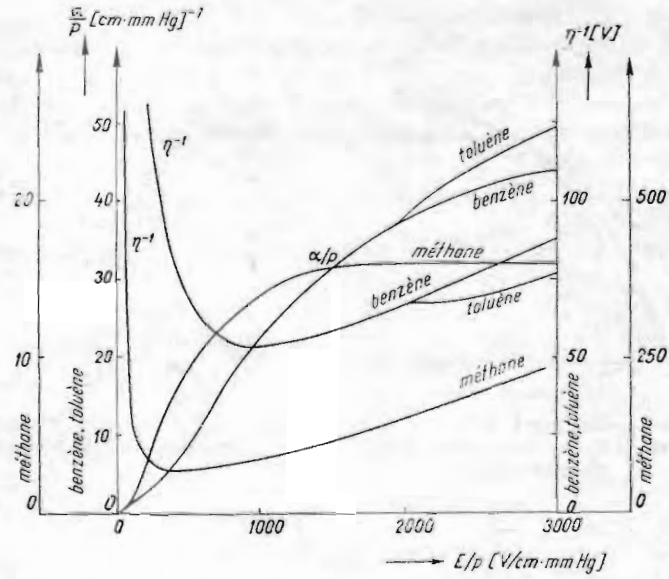


Fig. 17. Les coefficients α/p et η dans le méthane, le benzène et le toluène.

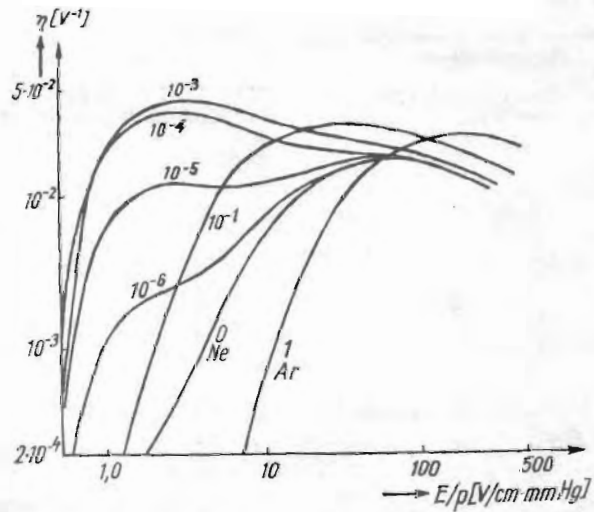


Fig. 18. Le coefficient η dans le mélange Ne-Ar. Les nombres se trouvant à droite des courbes indiquent le rapport entre la pression de l'argon et la pression totale du mélange.

donné que le niveau métastable du néon est de 16,6 eV et l'énergie d'ionisation de l'argon de 15,7 eV, la collision entre les deux atomes peut être accompagnée de l'ionisation de l'atome d'argon et du retour sur le niveau fondamental de l'atome de néon. Comme on le voit, l'effet Penning conduit à une forte augmentation de l'ionisation dans les régions où les champs sont plus faibles.

Analysons brièvement le développement de l'ionisation dans les gaz électronégatifs. Dans ce cas, une partie des électrons se fixe sur les molécules ou les atomes pendant un intervalle de temps, et les ions négatifs formés, à cause de leur grande masse, n'atteignent plus une vitesse suffisante pour ioniser les atomes du gaz. Il est donc à prévoir un écart de la courbe $\ln j_e = f(d)$ au-dessous de la droite donnée par (2.18). A titre d'illustration, considérons le processus de capture directe ($A + e \rightarrow A^-$), ou de capture dissociative $[(AB) + e \rightarrow A^- + B]$. Le coefficient d'attachement a est défini comme le nombre d'ions négatifs formés par un électron sur un centimètre de parcours dans la direction du champ. Dans ce cas, l'accroissement du nombre des électrons dans l'intervalle dx est $dn_e = (\alpha - a)n_e dx$; en intégrant de 0 jusqu'à d ,

$$\frac{n_e}{n_e(0)} = \exp [(\alpha - a)d]. \quad (2.19)$$

L'accroissement du nombre d'ions négatifs dans l'intervalle dx est $dn^- = an_e dx$; intégrant cette relation, où n_e est tiré de (2.19), on obtient

$$\frac{n^-}{n_e(0)} = \frac{a}{\alpha - a} \{ \exp [(\alpha - a)d] - a \}. \quad (2.20)$$

En partant des relations ci-dessus on obtient l'expression donnant la multiplication du courant

$$\frac{j}{j_e(0)} = \frac{n_e + n^-}{n_e(0)} = \frac{1}{\alpha - a} \{ \alpha \exp [(\alpha - a)d] - a \}. \quad (2.21)$$

Il en résulte finalement que la fonction $\ln [j/j_e(0)]$ augmente plus lentement que linéairement avec l'accroissement de d , fait confirmé par les données expérimentales [17], ainsi que le montrent les figures 19–21. Nous mentionnons que, de façon similaire à α/p , a/p est fonction de E/p .

Envisageons maintenant le phénomène de multiplication électronique dans des champs déformés par une charge d'espace [18], [19]. Supposons ainsi que devant la cathode est formée une couche de charge d'espace positive de densité ρ : le champ électrique existant entre la cathode et la charge d'espace augmentera, et celui existant entre la charge d'espace et l'anode baissera par rapport au champ électrostatique; par conséquent, le coefficient d'ionisation augmentera devant la cathode et baissera devant l'anode. Cher-

chons maintenant les conditions pour lesquelles l'ionisation totale entre les deux électrodes augmente ou baisse. Afin que la notion de coefficient d'ionisation ait un sens (notion définie ci-dessus pour

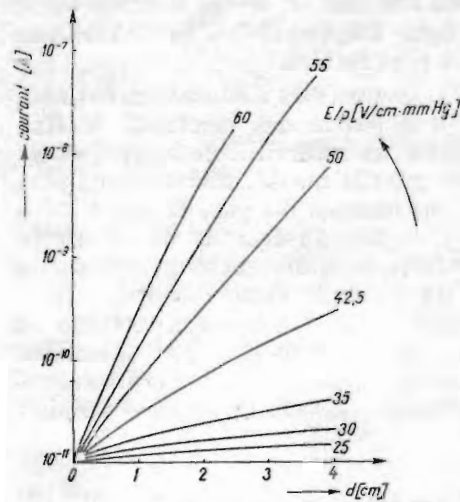


Fig. 19. Courant de décharge en fonction de la distance entre les électrodes, dans O_2 ($p = 11,2$ mmHg).

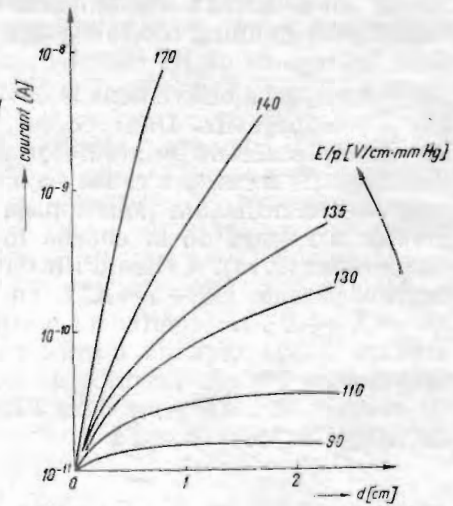


Fig. 20. Courant de décharge en fonction de la distance entre les électrodes, dans le fréon 12 ($p = 6,5$ mmHg).

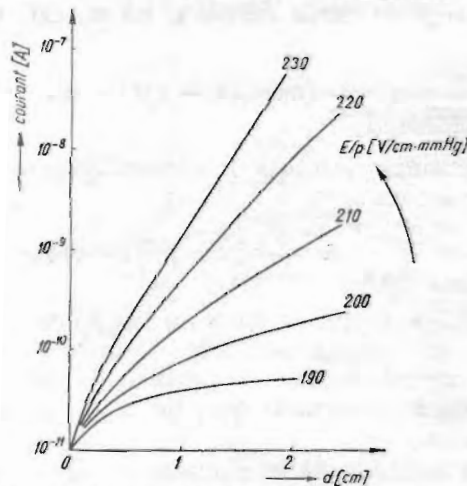


Fig. 21. Courant de décharge en fonction de la distance entre les électrodes, dans CF_3SF_5 ($p = 4,4$ mmHg).

le champ homogène), nous supposons des déformations assez réduites du champ, de sorte que $(dE/dx)\lambda \ll E$. Dans ces conditions, le champ $E = E_0$, correspondant à $\rho = 0$, deviendra $E = E_0 + \delta E$ ($\delta E \ll 0$)

en présence d'une petite charge d'espace $\rho \neq 0$. De façon correspondante, α/p fourni par (2.10) deviendra

$$\begin{aligned} \frac{\alpha}{p} &= A \exp\left(-\frac{Bp}{E_0 + \delta E}\right) = A \exp\left[-\frac{Bp}{E_0} \left(\frac{1}{1 + \delta E/E_0}\right)\right] = \\ &= A \exp\left[-\frac{Bp}{E_0} \left(1 - \frac{\delta E}{E_0} + \frac{(\delta E)^2}{E_0^2}\right)\right] = \\ &= \frac{\alpha_0}{p} \left[1 + \frac{Bp}{E_0^2} \delta E + \frac{Bp}{E_0^2} \left(\frac{Bp}{2} - E_0\right) (\delta E)^2\right] \end{aligned} \quad (2.22)$$

où α_0 correspond à $\rho = 0$ ($\delta E = 0$). On obtient ainsi la variation totale du nombre d'ions formés entre les deux électrodes, produits par l'apparition de la charge d'espace, notamment

$$\int_0^d \alpha dx - \alpha_0 d = \alpha_0 \frac{Bp}{E_0^2} \Delta V + \alpha_0 \frac{Bp}{E_0^2} \left(\frac{Bp}{2} - E_0\right) \int_0^d (\delta E)^2 dx \quad (2.23)$$

où

$$\Delta V = \int_0^d (\delta E) dx. \quad (2.24)$$

La différence de potentiel entre les deux électrodes étant maintenue constante, c'est-à-dire $\Delta V = 0$, l'ionisation en présence de la charge d'espace sera plus intense ou plus faible que dans le cas $\rho = 0$, suivant que $E_0/p < B/2$ ou $E_0/p > B/2$ [$B/2$ représente l'abscisse du point d'inflexion de la fonction α/p , fournie par (2.10) (fig. 6)]. En partant de l'expression (2.23) on peut trouver également la variation de potentiel

$$\Delta V = \left(E_0 - \frac{Bp}{2}\right) \frac{1}{E_0^2} \int_0^d (\delta E)^2 dx \quad (2.25)$$

nécessaire pour que l'ionisation soit la même aussi bien en l'absence qu'en présence de charges d'espace.

§ 3. PROCESSUS D'IONISATION SECONDAIRES. AMORÇAGE DE LA DÉCHARGE DANS LES GAZ À DES PRESSIONS BASSES. LE PRINCIPE DE SIMILITUDE

Comme on l'a vu dans le paragraphe précédent, le graphique de $\ln[\hat{j}_a/j_c(0)]$, en fonction de la distance d entre les électrodes, est une droite de pente α . Toutefois, pour des valeurs d suffisamment grandes, elle se courbe vers le haut, devenant verticale pour une valeur critique, d'amorçage, $d = d_s$ (fig. 22), qui correspond au potentiel d'amorçage (potentiel disruptif) V_s . Les nombreuses expériences effectuées dans des gaz différents avec des électrodes différentes montrent que, pour reproduire correctement l'allure de la fonction

$\ln [j_e/j_e(0)]$ jusqu'à $d = d_s$, l'expression (2.1) doit être généralisée sous la forme

$$\frac{j}{j_0} = \frac{\exp(\alpha d)}{1 - \gamma[\exp(\alpha d) - 1]} \quad (3.1)$$

γ dépend de E/p , du matériau dont est faite la cathode et de la nature du gaz, j_0 représente le courant électronique initial de la cathode. Les valeurs E/p , p , α et γ , correspondant aux courbes de la fig. 22, sont reproduites au tableau 3. Evidemment, lorsque E/p , donc α aussi,

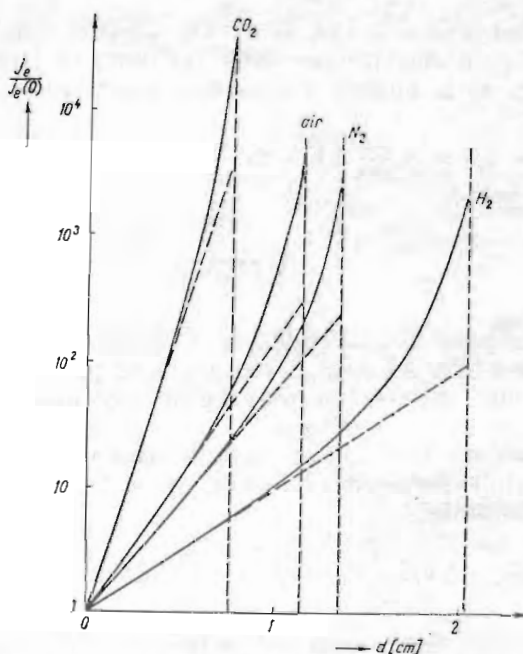


Fig. 22. Courant de décharge en fonction de la distance entre les électrodes.

sont suffisamment petits, (3.1) se réduit à (2.1). La grandeur γ , dénommée également second coefficient de Townsend, représente les processus d'ionisation supplémentaires du gaz, qui se superposent au processus α déjà étudié. En général, tous ces processus supposent, au préalable, la formation des électrons et des ions dans le gaz par le processus primaire d'ionisation α ; c'est pour cette raison qu'ils sont dénommés processus d'ionisation secondaires.

La distance d_s , d'amorçage (d'explosion, d'allumage, d'état stationnaire, « breakdown condition») du gaz ressort de la condition

$$1 - \gamma[\exp(\alpha d_s) - 1] = 0, \quad (3.2)$$

qui annule le dénominateur de l'expression (3.1); de même, le potentiel d'amorçage est $V_s = E_s d_s$. L'interprétation physique de la condition d'état stationnaire sera donnée après avoir éclairci la nature des processus secondaires représentés par le coefficient γ . Nous mentionnons seulement ici que, en général, $\exp(\alpha d) \gg 1$, de

Tableau 3. Les valeurs E/p , p , α et γ correspondant aux courbes de la fig. 22

Gaz	E/p [V(cm·mmHg) ⁻¹]	p [mmHg]	α [(cm·mmHg) ⁻¹]	γ
CO ₂	700	1	10,68	$4 \cdot 10^{-4}$
air	350	1	5,26	$2,8 \cdot 10^{-3}$
N ₂	165,3	2,48	4,13	$4,3 \cdot 10^{-3}$
H ₂	73,5	4,1	2,42	$9,5 \cdot 10^{-3}$

sorte que l'équation (3.2) peut simplement s'écrire : $\gamma \exp(\alpha d_s) = 1$. En déterminant α et γ à l'aide des graphiques de la figure 22, et à partir de la dernière équation on peut calculer d_s (donc V_s); ces valeurs sont en parfait accord avec les déterminations expérimentales directes; à titre d'illustration, sont données dans le tableau 4 les valeurs calculées et observées de V_s dans du CO₂ et dans l'air.

Tableau 4. Comparaison entre les valeurs V_s calculées et mesurées.

Gaz	E [V/cm]	p [mmHg]	α [(cm·mmHg) ⁻¹]	γ	d_s [cm]	V_s [V] calculé	V_s [V] observé
CO ₂	1 400	2	21,2	$8,4 \cdot 10^{-3}$	0,369	516	517
air	1 400	8	16,5	$1,3 \cdot 10^{-2}$	0,434	603	603

Dans ce qui suit nous énumérerons les processus d'ionisation secondaires possibles, à partir des processus ayant lieu aux électrodes [20].

a) *L'émission électronique secondaire de la cathode par bombardement d'ions positifs*. Ce processus est caractérisé par le coefficient γ_i , qui représente le nombre moyen d'électrons émis par la cathode par ion positif incident [059]. Comme on l'a vu au § 2, les équations $dj_e/dx = \alpha j_e$ et $j = j_e + j_p$ mènent à $j_e = j_e(0) \exp(\alpha x)$ et, pour $x = d$, à l'expression de la densité totale du courant

$$j = j_e(0) \exp(\alpha d). \quad (3.3)$$

D'autre part, à la cathode, outre le courant photo-électrique initial j_0 , nous considérerons également le courant d'émission secondaire dû au bombardement ionique $\gamma_i j_p(0)$

$$j_e(0) = j_0 + \gamma_i j_p(0) = j_0 + \gamma_i [j - j_e(0)], \quad (3.4)$$

de sorte que, en éliminant $j_e(0)$ entre ces deux dernières équations, le courant s'écrit

$$\frac{j}{j_0} = \frac{\exp(\alpha d)}{1 - \gamma_i [\exp(\alpha d) - 1]}, \quad (3.5)$$

expression qui revêt la même forme que la relation empirique (3.1).

b) *L'émission photo-électrique de la cathode.* Ce processus est caractérisé par le coefficient γ_f , qui représente le nombre moyen d'électrons émis par la cathode pour un photon incident [057], [058]. Dans ce qui suit nous désignerons par θ le nombre des photons formés par un électron sur 1 cm du parcours, dans la direction du champ électrique; lorsque n_e électrons traversent la couche dx , ils excitent les atomes ou les molécules et produisent de la sorte $\theta n_e dx$ photons dont, du fait de la géométrie (g) et de l'absorption (μ), une fraction seulement parviendra à la cathode, en produisant

$$\gamma_f g \exp(-\mu x) \theta n_e dx = \delta n_e dx \quad (3.6)$$

photo-électrons. En tenant compte de cet effet, le courant électronique à la cathode s'écrit

$$j_e(0) = j_0 + \int_0^d \delta j_e dx = j_0 + \frac{\gamma_f g \theta}{\alpha - \mu} j_e(0) [\exp(\alpha - \mu)d - 1]. \quad (3.7)$$

En éliminant $j_e(0)$ de (3.3) et de (3.7), il s'ensuit que

$$\frac{j}{j_0} = \frac{\exp(\alpha d)}{1 - \frac{\gamma_f g \theta}{\alpha - \mu} [\exp(\alpha - \mu)d - 1]}, \quad (3.8)$$

expression qui devient de la forme (3.1) si l'absorption des photons dans le gaz est suffisamment réduite pour que $\mu \ll \alpha$. Si $\mu \approx \alpha$

$$\frac{j}{j_0} = \frac{\exp(\alpha d)}{1 - \gamma_f g \theta d} \quad (3.9)$$

et si $\mu \gg \alpha$

$$\frac{j}{j_0} = \frac{\exp(\alpha d)}{1 - \gamma_f g \theta / \mu}, \quad (3.10)$$

d'où il s'ensuit que si μ est trop grand, l'effet photo-électrique de la cathode ne joue pratiquement aucun rôle dans l'amplification de l'ionisation.

c) *L'émission électronique secondaire sous l'influence des atomes métastables.* Ce processus est caractérisé par le coefficient γ_m , qui représente le nombre moyen d'électrons émis par un atome métastable incident. De la même façon que pour le coefficient δ , on peut définir la grandeur

$$\varepsilon = \gamma_m g_m \exp(-\mu_m x) \theta_m. \quad (3.11)$$

Si les gaz ne sont pas purs, une destruction massive des atomes métastables peut avoir lieu par collisions dans le volume du gaz; μ_m étant dans ce cas très grand, le processus ϵ peut être négligé. L'expression de l'amplification du courant est de la même forme que celle correspondant à l'émission photo-électrique, de sorte que l'action des atomes métastables peut être prise en considération seulement si $\mu_m \ll \alpha$.

d) *L'émission électronique secondaire par bombardement d'atomes neutres.* Ce processus est caractérisé par le coefficient γ_n , qui représente le nombre moyen d'électrons émis par un atome rapide incident. En désignant par k la fraction d'ions qui subissent des collisions avec transfert de charge dans le gaz, le courant électronique à la cathode s'écrit

$$j_e(0) = j_0 + \gamma_n(1 - k)j_p(0) + \gamma_n k j_v(0) \quad (3.12)$$

où $j_p(0) = j - j_e(0)$. En éliminant $j_e(0)$ de (3.3) et (3.12), on obtient une relation similaire à (3.1)

$$\frac{j}{j_0} = \frac{\exp(\alpha d)}{1 - [\gamma_n(1 - k) + \gamma_n k] [\exp(\alpha d) - 1]} \quad (3.13)$$

e) *L'émission à la cathode de photo-électrons sous l'influence des radiations Röntgen émises par l'anode à la suite du bombardement électronique.* Si chaque électron produit à l'anode ψ photons, l'amplification du courant est

$$\frac{j}{j_0} = \frac{\exp(\alpha d)}{1 - \gamma_n \psi [\exp(\alpha - \mu) d - 1]} \quad (3.14)$$

Evidemment, ce processus ne peut jouer un rôle que si la surface des électrons est grande et si $\mu \ll \alpha$.

f) *L'émission d'ions positifs à l'anode sous l'influence du bombardement électronique.* Ce processus doit être pris en considération pour de faibles pressions ($p < 10^{-4}$ mmHg) et pour de grandes différences de potentiel. Il peut être aussi bien provoqué par l'émission thermo-ionique de l'anode, localement chauffée par le courant électronique intense, que par l'ionisation du film de gaz absorbé sur l'anode, accompagnée de l'attraction des ions positifs vers la cathode. En notant par ω le nombre moyen des ions libérés à l'anode pour un électron incident, en obtient

$$\frac{j}{j_0} = \frac{\exp(\alpha d)}{1 - \gamma_i \omega [\exp(\alpha d) - 1]} \quad (3.15)$$

g) *L'émission par effet de champ de la cathode recouverte d'un film isolant, sur lequel les ions positifs forment une charge superficielle* [015]. Dans ce cas, l'expression de la densité du courant électronique est de la même forme que pour les surfaces métalliques

$$j_e = aE^2 \exp(-b/E), \quad (3.16)$$

mais prenant d'autres valeurs pour les constantes a et b , de sorte que l'émission par effet de champ commence pour des valeurs du champ de l'ordre de 10^5 V/cm. Cet effet peut être formellement englobé dans le processus γ_i .

Enumérons aussi certains processus secondaires d'ionisation possibles, ayant lieu dans le volume du gaz.

a) *L'ionisation des atomes de gaz par collisions avec les ions positifs* [040]. Ce processus est caractérisé par le coefficient β , qui se définit de la même manière que le coefficient α . En tenant compte des deux processus α et β , l'équation de continuité s'écrit

$$\frac{dj_e}{dx} = -\frac{dj_p}{dx} = \alpha j_e + \beta j_p \quad (3.17)$$

ou, si l'on y introduit $j_p = j - j_e$, on obtient l'équation

$$\frac{dj_e}{dx} - (\alpha - \beta)j_e = \beta j \quad (3.18)$$

dont la solution générale est

$$j_e = C \exp[(\alpha - \beta)x] - \frac{\beta j}{\alpha - \beta}. \quad (3.19)$$

La constante C se détermine en partant de la condition $j_e(0) = j_0$; en tenant compte de $j_e(d) = j$, (3.19) conduit à l'expression

$$\frac{j}{j_0} = \frac{(\alpha - \beta) \exp[(\alpha - \beta)d]}{\alpha - \beta \exp[(\alpha - \beta)d]} \quad (3.20)$$

qui, pour $\beta \ll \alpha$, est également similaire à (3.1)

$$\frac{j}{j_0} = \frac{\exp(\alpha d)}{1 - (\beta/\alpha) \exp(\alpha d)} \quad (3.21)$$

b) *La photo-ionisation du gaz*. Le courant électronique à l'anode est formé en ce cas de deux parties

$$j = j_0 \exp(\alpha d) + j_f \quad (3.22)$$

où j_f représente la contribution des photo-électrons produits dans le volume du gaz. Le nombre total de photons produits par le passage des électrons entre les deux électrodes est fourni par j_0/α , la plupart d'entre eux provenant de la région située devant l'anode. En considérant que tous les photons partent de l'anode, une partie seulement, $g \exp(-\mu y) j_0/\alpha$, arrivera à une distance y de l'anode, et dans la couche dy la fraction $g\mu \exp(-\mu y) j_0/\alpha$ sera absorbée, en produisant ainsi $g\xi\mu \exp(\mu y) j_0/\alpha$ photo-électrons; en tenant compte de ce que chaque photo-électron effectue jusqu'à l'anode $\exp(\alpha y)$ ionisations, il résulte que

$$dj_f = \frac{j_0 \xi \mu^2}{\alpha} \exp[(\alpha - \mu)y] dy, \quad (3.23)$$

qui, intégrée de 0 à d , mène à

$$j_f = \frac{j_0 \xi \mu \theta}{\alpha(\alpha - \mu)} [\exp(\alpha - \mu)d - 1]. \quad (3.24)$$

On obtient ainsi pour l'amplification du courant l'expression

$$\frac{j}{j_0} = \frac{\exp(\alpha d)}{1 - \frac{j_0 \xi \mu \theta}{\alpha(\alpha - \mu)} [\exp(\alpha - \mu)d - 1]}, \quad (3.25)$$

laquelle, si $\mu \ll \alpha$, devient identique à (3.1).

Enfin, nous notons encore en tant que processus secondaires d'ionisation : *c*) l'ionisation du gaz due aux atomes métastables (effet Penning), processus qui peut être inclus dans le coefficient α ; *d*) l'ionisation du gaz par des atomes neutres rapides; *e*) l'ionisation du gaz par des radiations Röntgen produites à l'anode, si $\mu \ll \alpha$.

En conclusion, à l'exception de l'ionisation du gaz par des atomes métastables, tous les processus énumérés dans ce paragraphe peuvent expliquer la relation (3.1). Ces processus sont représentés par le coefficient γ fourni par l'expression

$$\gamma = (1 - k)\gamma_i + \frac{\delta}{\alpha} + \frac{\varepsilon}{\alpha} + k\gamma_n + \frac{\beta}{\alpha} + \dots \quad (3.26)$$

qui, entre certaines limites, peut être considéré comme fonction uniquement de l'énergie des électrons ou des ions, c'est-à-dire que $\gamma = \Phi(E/p)$. Le coefficient γ est déterminé, suivant les conditions, seulement par certains processus, dont les plus importants sont d'habitude les processus γ_i et δ . Il est nécessaire, afin de déterminer la contribution de chacun à l'amplification du courant, de faire séparément des recherches particulières, dans les mêmes conditions expérimentales (le même état de surface de la cathode, la même impureté du gaz, le même rapport E/p).

Après avoir passé en revue les différents processus secondaires d'ionisation, revenons à la condition de l'état stationnaire (3.2). Elle peut être interprétée ainsi : pour les valeurs de d_s et de E_s/p qui satisfont à la condition de stationnarité, le courant j a une valeur finie, même si le courant j_0 , entretenu par la source d'ionisation extérieure, devient nul. Cela signifie que chaque électron qui part de la cathode est remplacé par l'action des processus α et γ , un agent ionisant externe n'étant plus nécessaire pour entretenir le courant. En effet, le coefficient γ étant un nombre moyen d'électrons émis par la cathode pour chaque ion positif incident et pour les autres processus secondaires associés, et $[\exp(\alpha d) - 1]$ étant le nombre d'ions positifs engendrés dans le gaz par un électron partant de la cathode, le nombre $\gamma[\exp(\alpha d) - 1]$ représente la fraction récupérée d'un électron quittant la cathode. La condition d'état stationnaire (3.2)

représente ainsi le fait que la décharge électronique s'entretient d'elle-même si cette fraction devient égale à l'unité. Cette condition n'est donc pas rattachée à l'obtention d'un courant infiniment grand.

En introduisant dans la condition d'état stationnaire $\gamma = \Phi(E/p)$ et $\alpha = p\varphi(E/p)$ et en tenant compte que $V_s = E_s d_s$, il résulte

$$1 - \Phi\left(\frac{V_s}{pd_s}\right) \left\{ \exp\left[\varphi\left(\frac{V_s}{pd_s}\right)pd_s\right] - 1 \right\} = 0, \quad (3.27)$$

c'est-à-dire que $V_s = V_s(pd_s)$, relation établie d'abord de façon empirique [21], et qui porte le nom de loi de Paschen. Mentionnons que, en général, l'argument pd est proportionnel au nombre total d'atomes ou de molécules se trouvant entre les électrodes. La loi ci-dessus perd sa validité dans les conditions où la charge d'espace n'est pas négligeable ou lorsque le coefficient α (par l'intermédiaire des processus secondaires qu'il inclut) ainsi que les coefficients γ_I , γ_m dépendent également de la pression du gaz.

On peut obtenir une expression analytique pour le potentiel d'amorçage V_s en fonction de la distance réduite pd_s , en tenant compte de ce que, en général, la grandeur $\ln(1 + 1/\gamma) \approx \ln(1/\gamma)$ est pratiquement constante et en introduisant l'expression de α/p fournie par (2.10) dans la condition d'état stationnaire (3.2)

$$V_s = \frac{Bpd_s}{\ln\left(\frac{Apd_s}{\ln(1 + 1/\gamma)}\right)}. \quad (3.28)$$

La valeur minimale de cette fonction correspond à

$$(pd_s)_{min} = \frac{2,72}{A} \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right), \quad (3.29)$$

$$(V_s)_{min} = \frac{2,72B}{A} \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right). \quad (3.30)$$

Il existe donc une relation simple entre les grandeurs correspondant au minimum

$$\frac{(V_s)_{min}}{(pd_s)_{min}} = \frac{(E_s)_{min}}{p} = B. \quad (3.31)$$

Compte tenu de ce que, en général, $\exp(\alpha d_s) \gg 1$, la condition d'état stationnaire (3.2) peut aussi s'écrire $\gamma \exp(\alpha d_s) = \gamma \exp(\eta V_s) = 1$; il en résulte une relation entre V_s , η et γ [22]

$$V_s = \frac{1}{\eta} \ln\left(\frac{1}{\gamma}\right). \quad (3.32)$$

De là on peut obtenir la relation (3.31), puisque le minimum de $1/\eta$ se produit en même temps que le minimum de V_s pour une valeur du champ réduit $(E_s)_{min}/p = B$.

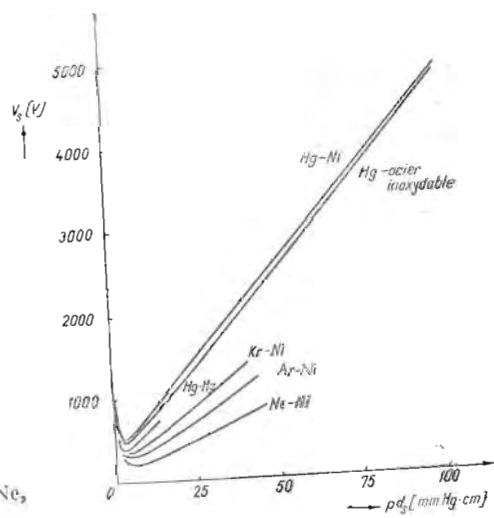


Fig. 23. Courbes de Paschen pour Ne, Ar, Kr, Hg.

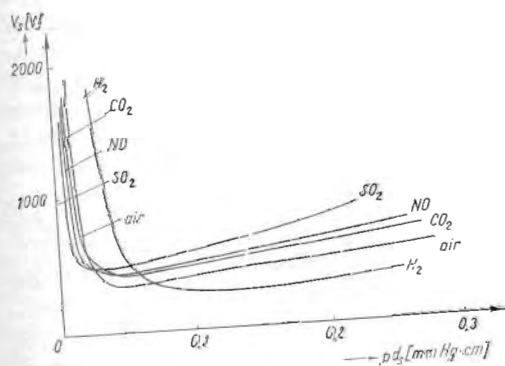


Fig. 24. Courbes de Paschen pour H₂, air, CO₂, NO, SO₂.

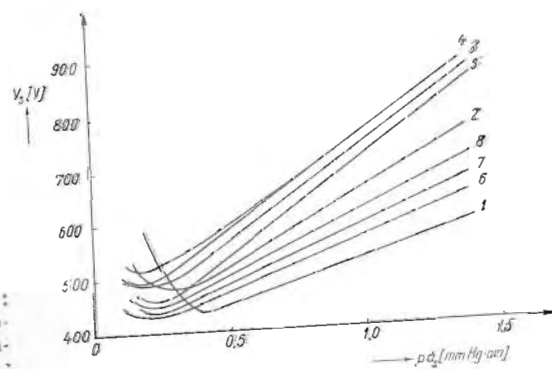


Fig. 25. Courbes de Paschen pour : 1. Méthane; 2. Benzène; 3. Toluène; 4. Xylène; 5. Ethylbenzène; 6. Hexane; 7. Cyclohexane; 8. Cyclohexène.

Les figures 23—25 donnent les courbes de Paschen pour une série de gaz et de vapeurs [015], [024], [22]—[27], et le tableau 5 les coordonnées du potentiel minimal d'amorçage. L'existence d'un minimum sur la courbe $V_s(pd_s)$ peut s'expliquer intuitivement en partant de la constatation que le produit pd est proportionnel au nombre d'atomes ou de molécules se trouvant entre les électrodes.

Tableau 5. Potentiels minimaux d'amorçage

Gaz	Cathode	$(V_s)_{min}$ V	$(pd_s)_{min}$ cm·mmHg	Gaz	Cathode	$(V_s)_{min}$ V	$(pd_s)_{min}$ cm·mmHg
He	Fe	150	2,50	Hg	W	425	1,80
Ne	Fe	244	3,00	Hg	Fe	520	2,00
Ar	Fe	265	1,50	Hg	Hg	295	0,70
N ₂	Fe	275	0,75	Na	Na, Ni	335	0,04
O ₂	Fe	450	0,70	K	K	230	0,33
air	Fe	330	0,57	Cs	Ni	360	0,24
H ₂	Pt	295	1,25				

Lorsque celui-ci est petit, le nombre de collisions ionisantes est insuffisant pour satisfaire à la condition d'état stationnaire si le potentiel d'amorçage n'est pas suffisamment grand; plus pd_s est petit, plus V_s est grand. Mais lorsque pd_s est grand, les collisions des électrons sont si fréquentes qu'une petite fraction seulement acquiert suffisamment d'énergie pour ioniser le gaz, lorsque le potentiel d'amorçage n'a pas une valeur suffisamment grande; plus pd_s est grand, plus V_s est grand. Il résulte de la concurrence de ces deux mécanismes une valeur minimale $(V_s)_{min}$.

Le coefficient γ peut être déterminé expérimentalement soit à partir des courbes $\ln(j_e/j_0) = f(d)$, en utilisant la relation (3.1), soit à partir des courbes de Paschen et de celles de α (ou γ), en utilisant la relation (3.32). A titre d'illustration, dans les figures 26—31 sont représentées les courbes $\gamma = \gamma(E/p)$ pour quelques gaz et matériaux cathodiques [010], [27]—[29], [11]—[14]. Notons que la discordance entre les diverses déterminations expérimentales s'explique par le contrôle insuffisant des conditions existant à la surface de la cathode, cette discordance disparaissant dès que l'on considère des gaz et des surfaces de grande pureté. Comme remarque générale, on peut dire que la dépendance sensible du coefficient γ vis-à-vis du matériau constituant la cathode et du degré de pureté de sa surface indique une influence prédominante des processus superficiels du type γ_i ou δ sur les processus d'ionisation en volume du type β ou sur la photo-ionisation. Pour qu'on puisse voir l'influence importante de l'état de surface de la cathode sur les processus élémentaires superficiels, nous reproduisons dans les figures 32—34 une série de déterminations expérimentales directes de γ_i en fonction de l'énergie des ions incidents [30], [31]. Comme on le voit, la contamination par des gaz électronégatifs, tels que l'oxygène, réduit beaucoup le coefficient γ_i .

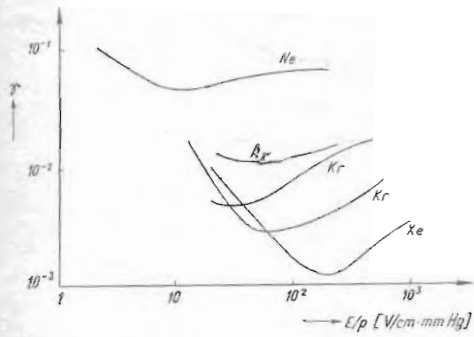


Fig. 26. Le coefficient γ pour des gaz rares et pour une cathode de cuivre (les deux courbes pour Kr correspondent à des états différents de la surface de la cathode).

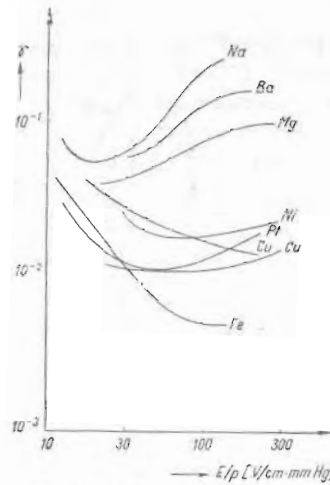


Fig. 27. Le coefficient γ pour l'argon et pour différents matériaux cathodiques (les deux courbes pour le cuivre correspondent à des états différents de la surface).

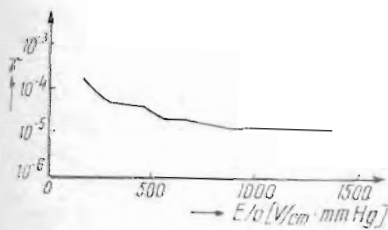


Fig. 28. Le coefficient γ pour la vapeur de mercure et pour une cathode de fer.

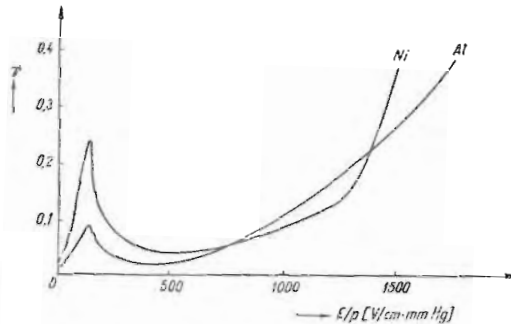


Fig. 29. Le coefficient γ pour H_2 et pour une cathode de Ni et Al.

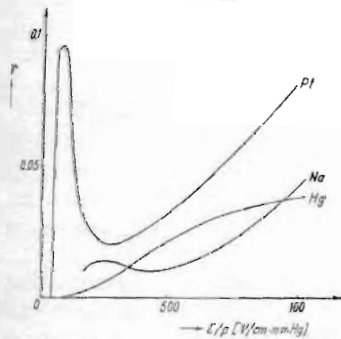


Fig. 30. Le coefficient γ pour N_2 et pour une cathode de Pt, Na, Hg.

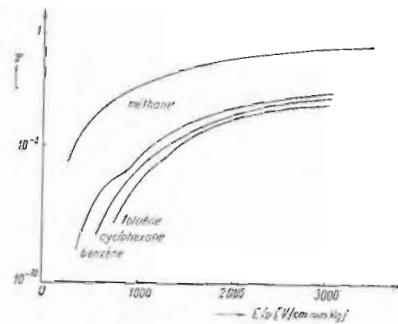


Fig. 31. Le coefficient γ pour le méthane (cathode de laiton) et le benzène, le cyclohexane et le toluène (cathode d'aluminium).

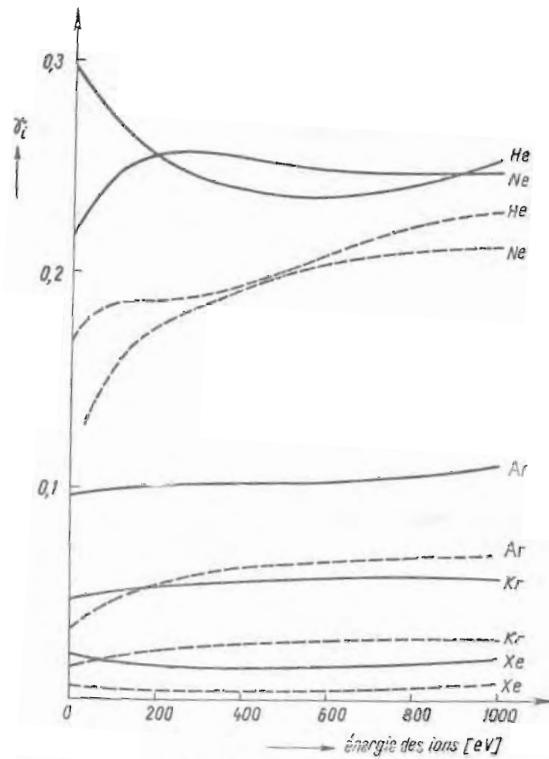


Fig. 32. Le coefficient γ_i dans des gaz rares pour une surface de W atomiquement pure (courbes en traits pleins) et une surface de W recouverte par une couche mono-moléculaire de N_2 (courbes en pointillé).

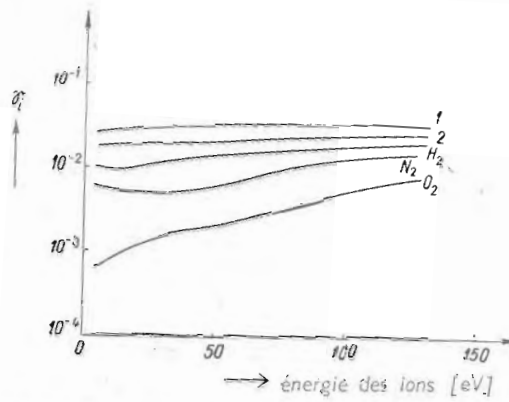


Fig. 33. Le coefficient γ_i dans l'argon pour une surface de Pt atomiquement pure (1), et une surface de Pt ayant adsorbé une couche d'atomes d'argon (2) ou de molécules de H_2 , N_2 , O_2 .

Nous avons vu plus haut que tous les processus secondaires mènent à la même expression de l'augmentation de l'ionisation j_e/j_0 , ce qui implique de grandes difficultés dans l'appréciation de leur rôle respectif. La nature de ces processus peut être quelquefois précisée par l'examen de l'allure des courbes $\gamma(E/p)$. Ainsi, une aug-

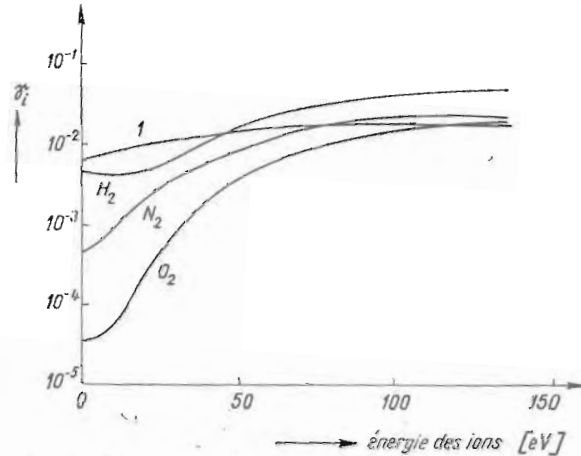


Fig. 34. Le coefficient γ_i dans l'argon pour une surface de Ta atomiquement pure (1) et une surface de Ta ayant adsorbé une couche moléculaire de H_2 , N_2 , O_2 .

mentation plus ou moins lente de γ avec l'augmentation de E/p indique l'action du processus γ_i (dans le cas de l'émission secondaire par interaction électrostatique et effet Auger, γ_i reste pratiquement constant; dans l'autre cas, pénétration de l'ion dans le métal avec échauffement du réseau cristallin, γ_i augmente avec l'énergie de l'ion, donc avec E/p). Au contraire, dans les cas où agit le processus δ , γ augmente lorsque E/p diminue; ceci est facile à comprendre, étant donné que le rapport entre le nombre des excitations et le nombre des ionisations effectuées par un électron sur 1 cm du parcours dans la direction du champ augmente, en général, avec la diminution de l'énergie de l'électron, donc de E/p .

Nous observons que, outre les processus secondaires analysés ci-dessus, un recourbement dirigé vers le haut du graphique $[\ln(j_e/j_0), d]$ peut avoir lieu dans le domaine $E/p < B/2$; ceci est dû à l'augmentation de α par suite de la formation d'une charge d'espace positive, pour des courants j_0 trop importants (voir § 2).

Avant de clore ce paragraphe, il est instructif de considérer brièvement l'application du principe de similitude aux décharges électriques dans les gaz [32]—[36]. Le problème consiste, en général, à définir deux décharges identiques en ce qui concerne certaines propriétés et différentes en ce qui concerne les autres, et à trouver des groupes de paramètres invariants. Définissons de la sorte deux

décharges similaires (fig. 35) : ce sont deux décharges électriques dans le même gaz, entre des électrodes construites de façon similaire avec le même matériau, ayant la même température du gaz

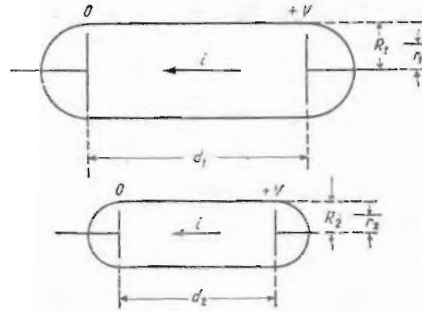


Fig. 35. Décharges similaires.

($T_1 = T_2$) et la même différence de potentiel $V_1 = V_2$ entre des points homologues et dont les dimensions sont dans un rapport a donné. Ainsi, si les dimensions linéaires satisfont aux relations

$$d_1 = a d_2, \quad r_1 = a r_2, \quad R_1 = a R_2, \quad (3.33)$$

alors les aires satisfont à la relation

$$A_1 = a^2 A_2, \quad (3.34)$$

et le libre parcours moyen des électrons, des ions et des atomes satisfait à la relation

$$\lambda_1 = a \lambda_2; \quad (3.35)$$

d'une manière correspondante, la densité du gaz est fournie par

$$N_1 = (1/a) N_2, \quad (3.36)$$

et la pression du gaz ($p \sim N$ à la même température) par

$$p_1 = (1/a) p_2. \quad (3.37)$$

De même, le champ électrique ($E = -dV/dx$) satisfait à la relation

$$E_1 = (1/a) E_2, \quad (3.38)$$

la densité de charge superficielle ($\sigma = E/4\pi$) à la relation

$$\sigma_1 = (1/a) \sigma_2, \quad (3.39)$$

et la densité de charge en volume ($\rho = (1/4\pi) dE/dx$) à la relation

$$\rho_1 = (1/a^2) \rho_2. \quad (3.40)$$

Il résulte des relations ci-dessus une série de groupes de paramètres invariants tels que :

le produit pd ou la distance réduite

$$p_1 d_1 = p_2 d_2 ; \quad (3.41)$$

le rapport E/p ou le champ réduit

$$\frac{E_1}{p_1} = \frac{E_2}{p_2} ; \quad (3.42)$$

le courant total i ($i \sim \exp(\alpha d) = \exp[\varphi(E/p)pd]$)

$$i_1 = i_2 ; \quad (3.43)$$

le rapport j/p^2 ou la densité de courant réduite

$$\frac{j_1}{p_1^2} = \frac{j_2}{p_2^2} , \quad (3.44)$$

ainsi que, en général, les grandeurs qui dépendent de ces invariants telles que, par exemple, la vitesse d'agitation thermique et la vitesse d'entraînement des électrons et des ions, de même que la section efficace moyenne pour divers processus élémentaires, grandeurs dépendant du rapport E/p [040]. En outre, la fonction de distribution des vitesses des électrons et des ions, la distribution de potentiel ($d^2V/dx^2 = -4\pi\rho$), la caractéristique tension-courant $f(i, V) = 0$ et la courbe de Paschen $V_s = V_s(pd_s)$ sont les mêmes pour les décharges similaires.

Considérons la variation dans le temps de la concentration de particules chargées, dn/dt . En tenant compte de ce que n se transforme comme ρ

$$n_1 = (1/a^2)n_2, \quad (3.45)$$

et que le temps t se transforme comme d (parce que $t = d/u$, et la vitesse d'entraînement est la même dans les deux systèmes)

$$t_1 = at_2, \quad (3.46)$$

il en résulte

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_1 = \frac{1}{a^3} \left(\frac{dn}{dt}\right)_2 . \quad (3.47)$$

En général, la variation totale de la concentration des particules chargées peut être le résultat de plusieurs processus

$$\begin{aligned} & (\text{mouvement d'entraînement}) + \frac{\partial n}{\partial t} \text{ (diffusion)} + \frac{\partial n}{\partial t} \\ & (\text{collisions électron-atome}) + \frac{\partial n}{\partial t} \text{ (collisions ion-atome)} + \frac{\partial n}{\partial t} \text{ (recom-} \\ & \text{binaison)} + \frac{\partial n}{\partial t} \text{ (photo-ionisation)} + \dots \end{aligned} \quad (3.48)$$

Nous donnerons la dénomination conventionnelle de processus « interdits » ou « permis » aux processus qui, respectivement, transgressent ou obéissent à la loi en $1/a^3$, imposée par la similitude des décharges. Analysons, de ce point de vue, quelques processus.

a) *Mouvement d'entraînement*

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_1 = \nabla_1(n_1 \vec{u}_1) = \frac{1}{a} \nabla_2 \left(\frac{n_2}{a^2} \vec{u}_2 \right) = \frac{1}{a^3} \left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_2 \quad (3.49)$$

où les opérateurs ∇_1 et ∇_2 impliquent des dérivées par rapport à (x_1, y_1, z_1) et (x_2, y_2, z_2) . Le processus est permis et peut donc avoir lieu dans des décharges similaires.

b) *Diffusion*

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_1 = -D_1 \Delta_1 n_1 = C \lambda_1 \bar{v}_1 \Delta_1 n_1 - C a \lambda_2 \bar{v}_2 \frac{1}{a^2} \Delta_2 \frac{n_2}{a^2} = \frac{1}{a^3} \left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_2 \quad (3.50)$$

où D est le coefficient de diffusion. Le processus est permis.

c) *Ionisation par collisions entre particules chargées et atomes, par exemple collisions électron-atome*

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_1 = C N_1 n_1 = C \frac{N_2}{a} \frac{n_2}{a_2} = \frac{1}{a^3} \left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_2 \quad (3.51)$$

où, dans ce cas, la constante C est l'invariant $\overline{Q_i v}$. Le processus est permis. On peut montrer de la même manière que les processus de capture d'un électron lors d'une collision avec un atome ou une molécule, le processus de détachement d'un électron d'un ion négatif lors d'une collision avec un atome ou une molécule, le processus de transfert résonnant de charge lors de la collision ion-atome sont également des processus permis.

d) *Ionisation en plusieurs étapes*

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_1 = C N_{ex} n = C_1 N n^2 = \frac{1}{a^3} \left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_2 \quad (3.52)$$

où $N_{ex} \sim N n$ est la concentration d'atomes excités. Le processus est interdit et ne doit pas se produire de façon importante dans des décharges similaires.

e) *Recombinaison en volume*

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_1 = \alpha_r n_e n_p = \begin{cases} \frac{1}{a^3} \left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_2, & \text{pour } \alpha_r \sim p^{-1} \\ \frac{1}{a^{7/2}} \left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_2, & \text{pour } \alpha_r \sim p^{1/2} \end{cases} \quad (3.53)$$

où α_r est le coefficient de recombinaison, et n_e et n_p sont les concentrations d'électrons et d'ions. Le processus est interdit.

f) *Photo-ionisation* du gaz. Supposons que l'ionisation d'un atome par un photon ait lieu en un temps de l'ordre de $\tau \sim 10^{-8}$ s, beaucoup plus réduit que le temps écoulé entre deux collisions consécutives; dans ce cas: $N_{ex}/\tau \sim Nn$. La photo-ionisation a lieu à une vitesse proportionnelle au produit de la concentration des atomes par celle des photons $N_{\nu} \sim \partial N_{ex}/\partial t \sim N_{ex}/\tau$, c'est-à-dire

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_1 = CN^2n = \frac{1}{a^5} \left(\frac{\partial t}{\partial n}\right)_2. \quad (3.54)$$

Le processus est interdit.

En ce qui concerne les processus élémentaires superficiels, en désignant par j' la densité du courant électronique émis à la surface de l'électrode ou de la paroi, le principe de similitude implique

$$j'_1 = (1/a^2)j'_2. \quad (3.55)$$

Ainsi, par exemple, l'émission électronique secondaire par bombardement d'électrons (δ), d'ions positifs (γ_i), d'atomes neutres rapides (γ_n) sont des processus permis

$$\begin{aligned} j'_1 &= \delta j_1^{(e)} = \delta(1/a^2)j_2^{(e)} = (1/a^2)j'_2, \\ j'_1 &= \gamma_i j_1^{(p)} = \gamma_i(1/a^2)j_2^{(p)} = (1/a^2)j'_2, \\ j'_1 &= \gamma_n j_1^{(n)} = \gamma_n(1/a^2)j_2^{(n)} = (1/a^2)j'_2. \end{aligned} \quad (3.56)$$

L'émission par bombardement d'atomes métastables est également permise. Dans ce cas $N_{ex}/\tau \sim Nn$, où, en considérant la destruction des atomes métastables par collisions avec les atomes du gaz, $\tau \sim 1/N$, de sorte que $N_{ex1} = (1/a^2)N_{ex2}$. Il s'ensuit que

$$j'_1 = \gamma_m(1/4)N_{ex1}\bar{v} = \gamma_m(1/4)(1/a^2)N_{ex2}\bar{v} = (1/a^2)j'_2. \quad (3.57)$$

Un exemple de processus interdit est constitué par l'émission par effet de champ

$$j'_1 = aV^2 \exp(-b/V) = j'_2. \quad (3.58)$$

Des commentaires plus amples quant à l'application du principe de similitude dans les décharges électriques dans les gaz se trouvent dans les références [37], [38]. On voit donc que dans des décharges similaires n'interviennent de manière prépondérante que les processus permis; toute transgression aux lois de similitude peut être interprétée comme une intervention importante des processus interdits.

§4. LE DÉVELOPPEMENT DE L'IONISATION DANS UN CHAMP ÉLECTRIQUE NON HOMOGÈNE. LA DÉCHARGE EN COURONNE

Jusqu'ici nous avons analysé le développement de l'ionisation et l'amorçage de la décharge dans les gaz en champ électrique homogène. Le passage au champ non homogène peut être considéré comme un changement continu de la distribution du champ E/p et des

coefficients d'ionisation $\alpha/p = \varphi(E/p)$ et $\gamma = \Phi(E/p)$ correspondants. Mais pour entreprendre une étude similaire à celle des §§ 2 et 3 il est nécessaire de limiter le problème. Tout d'abord, il faut que la variation relative du champ électrique sur un libre parcours moyen soit suffisamment petite, à savoir $(\lambda/E)dE/dx \ll 1$, pour que le mouvement des électrons et des ions soit en équilibre avec le champ électrique local et que l'utilisation des coefficients d'ionisation définis pour un champ électrique homogène ait un sens. Dans le cas contraire, le coefficient α/p , par exemple, sera plus grand ou plus petit que la valeur correspondant au champ local, suivant que le champ baisse ou augmente dans la direction du mouvement des électrons. En second lieu, il faut que la densité du courant électrique soit suffisamment petite, pour que la charge d'espace soit négligeable et que le champ électrique soit déterminé seulement par le potentiel des électrodes.

Pour illustrer notre propos, considérons ce modèle important : le champ non homogène d'un condensateur cylindrique, notamment d'un filament et d'un cylindre coaxial. En désignant par r_1 et r_2 ($> r_1$) le rayon des électrodes respectivement intérieure et extérieure, le champ électrostatique existant entre elles est fourni par

$$E(r) = \frac{V}{r \ln \frac{r_2}{r_1}}, \quad (4.1)$$

où V est la différence de potentiel entre les deux électrodes, et r la distance du point considéré à l'axe du système. Dans ce cas, α n'étant plus constant mais dépendant de r par l'intermédiaire de E , conformément à l'équation (2.10), on obtient

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp\left(-\frac{B}{E/p}\right). \quad (4.2)$$

L'amplification du courant électronique est fournie, à la place de (2.1), par l'expression plus générale

$$\frac{j_e}{j_e(0)} = \exp \int_{r_1}^{r_2} \alpha(r) dr. \quad (4.3)$$

En utilisant (4.1) et (4.2), l'intégration de la dernière équation peut être effectuée

$$\ln \left(\frac{j_e}{j_e(0)} \right) = -\frac{AV}{B \ln \frac{r_2}{r_1}} \left[\exp\left(-\frac{p}{V} B r_2 \ln \frac{r_2}{r_1}\right) - \exp\left(-\frac{p}{V} B r_1 \ln \frac{r_2}{r_1}\right) \right]. \quad (4.4)$$

Cette expression conduit, lorsque $r_2 \gg r_1$, à la relation simple

$$\ln \frac{j_e}{j_e(0)} = C_1 \exp\left(-C_2 \frac{p}{V}\right), \quad (4.5)$$

C_1 et C_2 étant des constantes. L'amplification du courant baisse donc lorsque p augmente et v diminue. La comparaison avec les

données expérimentales [39], [40] confirme la dépendance vis-à-vis de V . En ce qui concerne la variation avec p , ainsi qu'il ressort de la figure 36, la relation (4.5) est confirmée seulement à des pressions élevées, lorsque les électrons subissent un nombre assez grand de collisions pour qu'ils se meuvent, pratiquement, en équilibre avec le champ ;

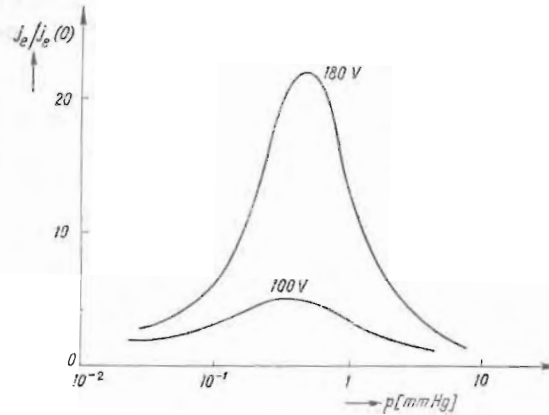


Fig. 36. Amplification du courant dans H_2 en fonction de la pression. La cathode est un filament de nickel ($r_1 = 1,53$ mm), et l'anode est un cylindre de cuivre ($r_2 = 43$ mm).

aux faibles pressions, les collisions des électrons avec les molécules du gaz sont des événements assez rares, la majorité des électrons cédant leur énergie à l'anode et, dans ce domaine, l'amplification du courant augmente avec l'accroissement de p . Mais pour des pressions plus grandes, quand p augmente, donc quand E/p diminue ainsi que la vitesse des électrons, l'excitation des molécules augmente, et l'ionisation diminue, alors l'amplification du courant diminue également.

En ce qui concerne l'amorçage de la décharge dans les gaz, en supposant que le coefficient γ dépend seulement de la valeur de E/p devant la cathode, la condition d'état stationnaire s'écrit

$$\gamma \left[\exp \int_{r_1}^{r_2} \alpha(r) dr - 1 \right] = 1 \quad (4.6)$$

ou, en utilisant (4.1) pour passer dans l'intégrale de la variable r à la variable E ,

$$\frac{\gamma}{1 + \gamma} \approx \gamma = \exp \left[\frac{V_s}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \int_{E_1/p}^{E_2/p} \frac{\alpha/p}{(E/p)^2} d(E/p) \right]. \quad (4.7)$$

C'est la relation entre le potentiel disruptif V_s , le champ réduit à l'anode et à la cathode, le rayon des électrodes et les coefficients α/p et γ . Si $r_2 \gg r_1$, la région où se produit pratiquement l'ionisation

est restreinte au voisinage immédiat de l'électrode intérieure (fig. 37), de sorte que V_s ne dépend plus de E_2 .

L'équation (4.7) peut être écrite sous la forme

$$V_s = r_1 \cdot E_s \ln(r_2/r_1) \quad (4.8)$$

où E_s désigne le champ disruptif (à $r = r_1$). Le principe de similitude est respecté si les processus qui régissent l'amorçage sont fonctions

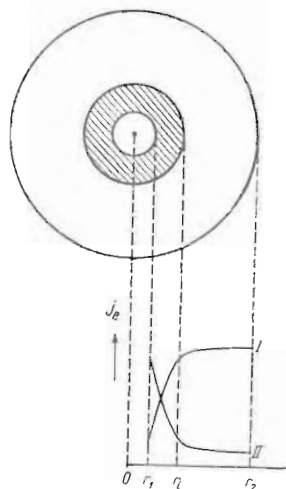


Fig. 37. Région d'ionisation entre deux cylindres coaxiaux (hachurée). Les courbes représentent de manière schématique le courant électronique lorsque l'électrode intérieure est la cathode (I), l'anode (II).

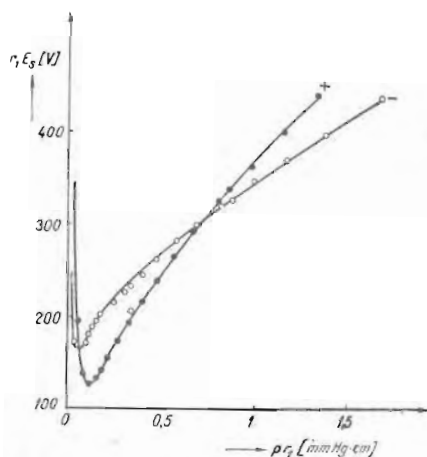


Fig. 38. Valeurs de $r_1 E_s$ en fonction de pr_1 correspondant aux amorçages positif (+) et négatif (-) dans l'air (électrodes de Ni).

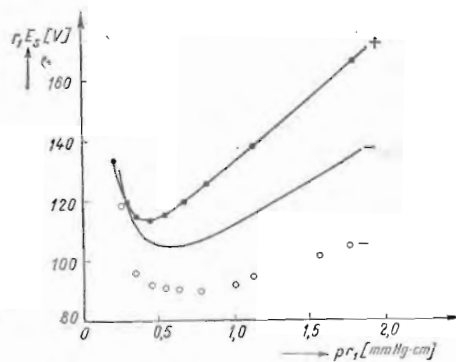


Fig. 39. Valeurs de $r_1 E_s$ en fonction de pr_1 correspondant aux amorçages positif (+) et négatif (-) dans He (électrodes de Ni).

de E/p , de sorte que V_s soit fonction du produit de p par une longueur caractéristique. Un exemple en ce sens est donné par le graphique

(r_1, E_s, pr_1) de la figure 38 pour les amorçages positif (l'électrode intérieure positive) et négatif (l'électrode intérieure négative) dans l'air [41]. Les courbes en traits pleins correspondent à un tube à décharge, cylindre intérieur de diamètre $2r_1 = 0,160$ cm, cylindre extérieur de diamètre $2r_2 = 2,080$ cm; les points (blancs et noirs) correspondent à un tube à décharge similaire, ayant des dimensions deux fois plus grandes ($2r_1 = 0,318$ cm, $2r_2 = 3,950$ cm). Les lois de similitude sont vérifiées. Sur la figure 39 est représenté le même graphique pour l'amorçage dans l'hélium pour des tubes à décharge ayant la même géométrie que dans le cas précédent; alors les lois de similitude ne se vérifient que pour l'amorçage positif.

En utilisant la relation (4.7), les valeurs expérimentales de V_s et le coefficient α/p mesuré en champ électrique homogène, on peut obtenir le coefficient $\gamma = \Phi(E/p)$. Comme on le voit sur les figures 40, 41 et 42, le coefficient γ , déterminé de cette manière, par conséquent l'importance relative des processus secondaires régissant l'amorçage, dépend de façon considérable de la polarité, de l'état de surface de la cathode ainsi que de l'état de pureté du gaz. Ainsi, par exemple, dans l'air, pour des valeurs petites de E/p au voisinage du cylindre extérieur (cathode), γ diminue avec l'augmentation de E/p , indiquant une émission partiellement photo-électrique. Le coefficient γ dans l'air, pour l'amorçage positif, jouit de la contribution apportée probablement aussi bien par l'émission photo-électrique, que par l'émission secondaire due au bombardement par des ions positifs de petite énergie, $\gamma_+ = (\delta/\alpha)_+ + (\gamma_i)_+$. D'autre part, pour de grandes valeurs de E/p , dans le cas de l'amorçage négatif, γ augmente avec E/p ; l'émission secondaire par bombardement d'ions positifs rapides intervient, de sorte que dans ce cas $\gamma_- = (\gamma_i)_-$.

La formation des atomes métastables peut jouer un rôle important dans le mécanisme de l'amorçage de la décharge; ainsi, les atomes métastables diffusent dans l'espace existant entre les électrodes et peuvent produire des électrons secondaires dans des régions où le champ électrique diffère beaucoup de celui qui règne dans les régions où sont formés ces atomes métastables. Pour illustrer cet effet, nous donnons, figure 43, le potentiel d'amorçage entre des cylindres de rayons $r_1 = 0,087$ cm et $r_2 = 2,3$ cm dans le néon et dans le mélange néon-argon, en fonction de la pression du gaz réduite à 0°C [42]. On voit qu'une petite addition d'argon dans le néon produit une forte diminution du potentiel d'amorçage résultant de l'ionisation des atomes d'argon par l'intermédiaire des atomes métastables de néon (effet Penning). Cette diminution est plus grande pour l'amorçage positif que pour l'amorçage négatif et peut être expliquée de la façon suivante. Les atomes métastables de néon (tout comme les atomes excités et les ions) sont engendrés, par collisions électroniques, dans le volume cylindrique de rayon r_i , autour du filament, là où le champ électrique est intense. L'atome métastable M parcourt une certaine distance r_m , jusqu'à ce qu'il ionise, par collision de deu-

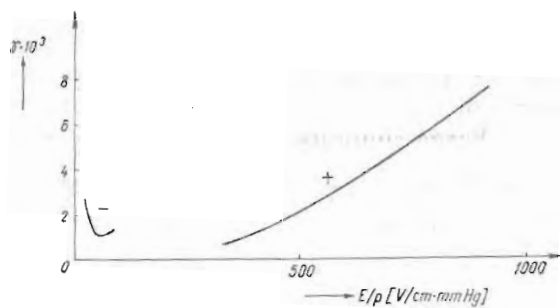


Fig. 40. Coefficient γ pour l'air et pour une cathode de Ni correspondant aux amorçages positif (+) et négatif (-).

Fig. 41. Coefficient γ pour H_2 et pour une cathode de Ni correspondant aux amorçages positif (+) et négatif (-), pour divers états de la surface de la cathode : 1) couche épaisse d'oxyde ; 2) après bombardement ionique intense ; 3) après exposition, pendant une heure, à l'air ; 4) cathode pure.

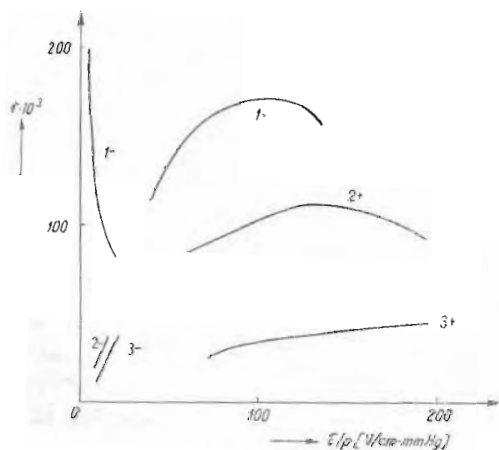
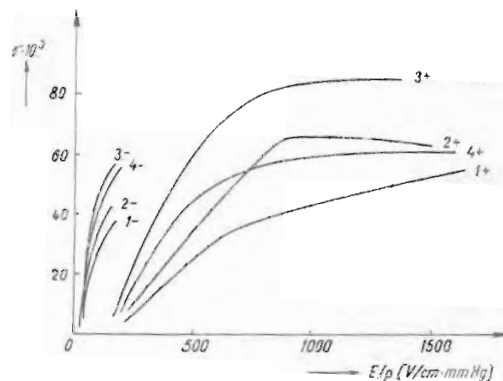


Fig. 42. Coefficient γ pour He plus ou moins pur et pour une cathode de Ni, correspondant aux amorçages positif (+) et négatif (-) ; 1) concentration élevée en atomes d'impureté ; 2) concentration réduite en atomes d'impureté ; 3) He très pur.

xième espèce, un atome d'argon, de sorte qu'une grande partie de ces ionisations se produisent en dehors du cylindre de rayon r_i (fig. 44). Dans le cas de l'amorçage positif, les électrons secondaires produits de cette façon traverseront une différence de potentiel beaucoup plus forte que s'ils étaient partis des positions initiales des atomes méta-

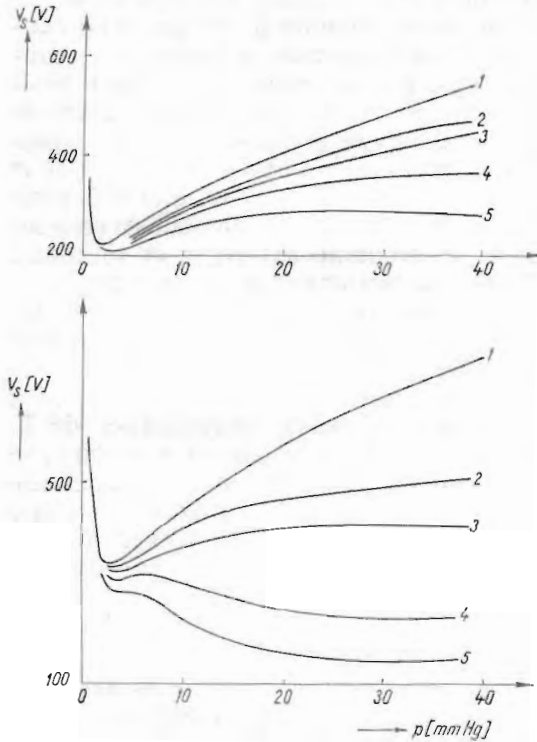


Fig. 43. Potentiel d'amorçage dans Ne et dans le mélange Ne—Ar (en haut : filament négatif; en bas : filament positif): 1) Ne pur; 2) 0,00015 % Ar; 3) 0,00030 % Ar; 4) 0,00088 % Ar; 5) 0,00200 % Ar.

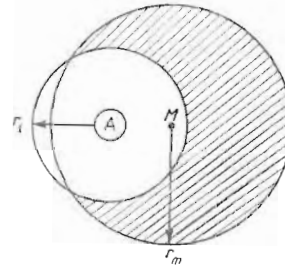


Fig. 44. Ionisation du gaz par collisions de deuxième espèce avec les atomes métastables (M) autour d'un filament anode (A).

stables. Cela conduit à un accroissement de l'ionisation du gaz et, par conséquent, à une diminution plus importante du potentiel V_s pour l'amorçage positif que pour l'amorçage négatif.

En général, la décharge stationnaire s'allumant entre deux électrodes de rayons de courbure très différents (par exemple filament — cylindre extérieur, pointe aiguë — électrode plane) est dénommée décharge en couronne, à cause de la luminescence caractéristique concentrée autour de l'électrode à petit rayon de courbure; aussi bien l'excitation que l'ionisation du gaz se produisent dans un domaine étroit $r_1 < r < r_i$ dans le champ électrique intense, situé autour de cette électrode, domaine dénommé couche de la couronne

(fig. 37). Dans le domaine $r_i < r < r_2$, extérieur à cette couche, le champ électrique est trop faible pour que de nouveaux porteurs de charge soient produits. À la limite r_i entre les deux domaines, le champ électrique E_i a une valeur pour laquelle le processus α devient négligeable; ainsi, par exemple, dans l'air, lorsque $E/p \approx 20$ V/cm · mmHg, le coefficient α s'annule pratiquement.

Tout comme l'amorçage, le mécanisme de la décharge en couronne dépend de la polarité; nous distinguerons la décharge en couronne positive, négative. Analysons, par exemple, la décharge positive se produisant entre un filament et un cylindre coaxial. Dans ce cas, le développement de l'ionisation du gaz par collisions électroniques commence à partir de la limite r_i (entre la couche de couronne et le domaine extérieur), vers la surface du filament ($r = r_1$). Les ions positifs engendrés dans cette couche se mettent en mouvement en sens inverse, traversent la limite r_i et le domaine extérieur et tombent, avec les photons émis de la couche de couronne, sur le cylindre extérieur, où ils produisent l'émission électronique secondaire par les processus γ et δ . Le courant électronique de la cathode est approximativement de deux ordres de grandeur plus petit que le courant ionique; ces électrons primaires provoquent dans leur mouvement à travers le domaine extérieur une diminution insignifiante de la charge d'espace positive et, arrivant dans la couche de couronne, se multiplient de manière exponentielle dans leur trajet vers l'anode. Le mécanisme de la couronne positive en gaz électronégatifs est similaire à celui décrit ci-dessus. La charge d'espace des ions négatifs engendrés par la capture des électrons primaires est négligeable dans le domaine extérieur; mais dans le champ intense de la couche de couronne, les ions négatifs se dissocient et les électrons libérés se multiplient comme ci-dessus.

Faisons quelques considérations quantitatives sur la décharge positive en gaz électropositifs [43], [44]. Ainsi, le champ électrique dans le domaine extérieur est fourni par l'expression (1.14)

$$E = \frac{1}{r} \left[\frac{2i}{\mu} (r^2 - r_i^2) + r_i^2 E_i^2 \right]^{1/2} \quad (4.9)$$

où $E_i = E(r_i)$. La chute de potentiel dans le domaine extérieur peut être obtenue en intégrant le champ (4.9) de $r = r_i$ à $r = r_2$.

Le courant électrique total par unité de longueur du cylindre est constant et égal à $i = 2\pi e r n_p u_p = 2\pi e r n_p \mu_p E$, où n_p , u_p , μ_p sont, respectivement, la concentration, la vitesse d'entraînement et la mobilité des ions positifs dans le domaine extérieur. En négligeant l'effet de la charge d'espace, introduisons à la place de E l'expression du champ électrostatique (4.1), de sorte que l'on obtient pour le courant

$$i = \frac{2\pi e}{\ln(r_2/r_1)} n_p \mu_p V \quad (4.10)$$

ou pour la concentration des ions positifs

$$n_p = \frac{\ln(r_2/r_1)}{2\pi e} \frac{i}{\mu_p V}. \quad (4.11)$$

La distribution stationnaire du potentiel s'obtient en résolvant l'équation de Poisson

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V_r}{\partial r} \right) = -4\pi e n_p. \quad (4.12)$$

En supposant n_p approximativement constant dans tout l'espace entre les deux électrodes, la solution est la suivante

$$V_r = -\pi e r^2 n_p + C_1 \ln r + C_2. \quad (4.13)$$

Les constantes d'intégration C_1 et C_2 se déterminent à partir des conditions aux limites $V(r_1) = 0$, $V(r_2) = -V$, de sorte que l'expression du potentiel devient

$$V_r = -\pi e n_p (r^2 - r_1^2) + \frac{\ln(r/r_1)}{\ln(r_2/r_1)} [\pi e n_p (r_2^2 - r_1^2) - V]. \quad (4.14)$$

En l'absence de la charge d'espace ($n_p = 0$), la distribution du potentiel électrostatique est

$$V_r = V \frac{\ln(r/r_1)}{\ln(r_2/r_1)}. \quad (4.15)$$

En remplaçant dans la dernière équation V par le potentiel disruptif $-V_s$ et V_r par le potentiel $-V_i$ de la limite $r = r_i$, on obtient

$$V_i = V_s \frac{\ln(r_i/r_1)}{\ln(r_2/r_1)}. \quad (4.16)$$

En remplaçant aussi en (4.14) V_r par $-V_i$ et r par r_i et utilisant (4.16) on obtient

$$V - V_s = \pi e n_p \left[(r_2^2 - r_1^2) - (r_i^2 - r_1^2) \frac{\ln(r_2/r_1)}{\ln(r_i/r_1)} \right]; \quad (4.17)$$

introduisant dans la dernière équation l'expression (4.11) de n_p , on obtient la caractéristique tension-courant

$$V(V - V_s) = \frac{i}{2\mu} \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right) \left[(r_2^2 - r_1^2) - (r_i^2 - r_1^2) \frac{\ln(r_2/r_1)}{\ln(r_i/r_1)} \right], \quad (4.18)$$

Dans les cas pratiques $r_2 \gg r_1$ et $r_2^2 \gg r_i^2 - r_1^2$, de sorte que la dernière relation se simplifie

$$i = \frac{2\mu}{r_s^2 \ln(r_2/r_1)} V(V - V_s). \quad (4.19)$$

Le courant est nul pour $V = V_s$ et croît paraboliquement avec V , la caractéristique tension-courant étant positive. Les expressions (4.18) et (4.19) peuvent être également obtenues en intégrant l'expression du champ entre r_1 et r_2 , en supposant l'expression (4.9) également valable à l'intérieur de la couche de couronne et en remplaçant r_i , E_i par r_1 , E_1 [043].

En effectuant les mêmes approximations, on obtient un résultat similaire à celui trouvé pour un filament de rayon r_0 , tendu parallèlement à la distance h d'un plan

$$i = \frac{0,78\mu}{h^2 \ln(2h/r_0)} V(V_s - V). \quad (4.20)$$

Quant aux expressions pour d'autres géométries, voir dans [011]. Pour des pressions pas trop petites et des courants pas trop forts, les relations (4.18)–(4.20) sont en bon accord avec les données expérimentales [010], [024], [45], [46], comme on le voit sur la figure 45, où est donnée la résistance $R = (V - V_s)/i$ en fonction de la pression.

A basse pression ou à fort courant, l'ionisation n'est plus restreinte au voisinage immédiat du filament; dans ce cas, il est à prévoir de grands écarts à la relation déduite. Dans ces conditions, le champ réduit au voisinage de la cathode, E_2/p , devient assez grand pour que les électrons primaires produisent une intense ionisation devant la cathode; la charge d'espace positive accumulée devant la cathode fait croître encore plus le champ E_2/p et l'ionisation totale du gaz. V passe par un maximum et la caractéristique tension-courant devient négative, la décharge en couronne se transformant en une décharge luminescente (fig. 46, a) (voir § 8).

Analysons d'un point de vue qualitatif le mécanisme de la décharge négative. Dans ce cas, les ions positifs accélérés dans le fort champ électrique de la couche de couronne produisent l'émission secondaire électronique du filament par le processus γ_i . En outre, les électrons primaires se multiplient de manière exponentielle dans cette couche et, sortant par la surface $r = r_1$, traversent le domaine extérieur de la couronne et pénètrent dans l'anode. Si la pression n'est pas trop basse, pour que la condition $r_i < r_2$ soit vérifiée, la caractéristique tension-courant de la décharge négative est négative, ce qui peut être expliqué par l'analogie avec le cas de la caractéristique positive de la décharge positive (fig. 46 b). Les électrons, dans les gaz électronégatifs, entrent dans le champ faible du domaine extérieur, engendrent les ions négatifs, qui se déplacent ensuite lentement vers l'anode. Ainsi, pour des conditions identiques, le courant de la décharge négative est beaucoup plus grand dans les gaz électropositifs que dans les gaz électronégatifs. Il est à remarquer que les équations déduites pour la décharge positive dans les gaz électropositifs sont valables aussi pour la décharge négative dans les gaz électronégatifs.

Pour clore ce paragraphe, nous mentionnerons encore des phénomènes tels que la formation intermittente de la couronne pour des tensions entre les électrodes légèrement plus petites que la tension de formation de la couronne. Ces impulsions ont un caractère régulier dans la décharge négative dans les gaz électronégatifs. Au con-

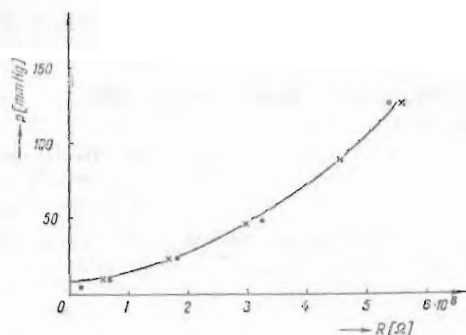


Fig. 45. Résistance $R = (V - V_s)/i$ en fonction de la pression; les points représentent des valeurs calculées au moyen de la relation (4.19), et les croix — les valeurs mesurées.

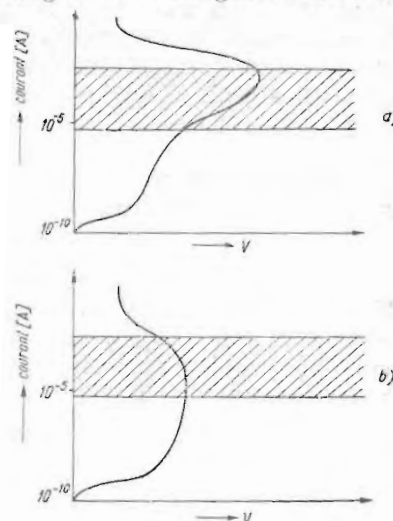


Fig. 46. Allure de la caractéristique tension-courant de la décharge entre des cylindres coaxiaux, l'électrode intérieure étant positive (a) ou négative (b); le domaine de la décharge en couronne est hachuré.

traire, le caractère de ces impulsions est irrégulier dans le cas de la décharge positive, étant provoquées par des agents ionisants extérieurs. Ce dernier phénomène est employé dans les compteurs de

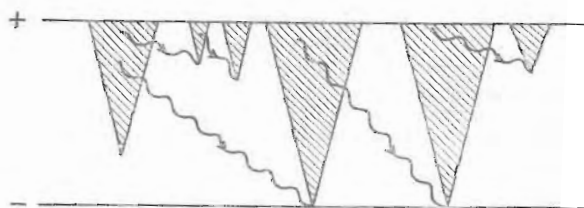


Fig. 47. Mécanisme du développement de la décharge dans un compteur de Geiger à filament (+) et cylindre coaxial (-).

Geiger pour l'enregistrement des particules ionisantes de tous types [014], [024], [46]. Son mécanisme est représenté de façon schématique figure 47, où l'on observe l'avalanche primaire produite par l'électron libéré par l'agent ionisant extérieur, ainsi que les avalanches secondaires, produites par la photo-ionisation du gaz ou par l'émiss-

sion photo-électronique de la cathode sous l'action des photons engendrés dans l'avalanche. Du fait du développement exponentiel de l'ionisation, on crée, au voisinage du filament, une couche de charge d'espace positive dont la densité croît vers la cathode jusqu'à ce que le champ électrique devienne trop petit pour pouvoir assurer l'ionisation du gaz. La couche de charge d'espace positive formée de cette manière n'étant pas stationnaire se déplace vers la cathode, en induisant une impulsion de tension qui peut être enregistrée dans un circuit électrique extérieur adéquat.

§ 5. L'AMORÇAGE DE LA DÉCHARGE DANS LES GAZ À DES PRESSIONS ÉLEVÉES. LE MÉCANISME DE FORMATION DE L'ÉTINCELLE ET LA THÉORIE DES STREAMERS

Dans les trois derniers paragraphes nous avons analysé en détail le développement de l'ionisation par les processus α et γ , en trouvant une bonne concordance entre les données expérimentales pour des pressions relativement basses (correspondant à approximativement $pd < 150$ mmHg·cm) et la théorie généralisée de Townsend. On obtient alors des expressions fondamentales, par exemple celles de l'amplification du courant avant l'amorçage de la décharge

$$j = j_0 \frac{\exp \int_0^d \alpha dx}{1 - \gamma \left(\exp \int_0^d \alpha dx - 1 \right)} \quad (5.1)$$

et de la condition de l'état stationnaire

$$\gamma \left(\exp \int_0^{d_s} \alpha dx - 1 \right) = 1. \quad (5.2)$$

Mentionnons que des recherches expérimentales relativement récentes [015], [37] [48]—[50], utilisant des sources de haute tension (10—40

Tableau 6. Les grandeurs α/p , γ et d_s en fonction de E/p pour l'air; $p = 200$ mmHg, et cathode de nickel

E/p V/cm·mmHg	courant photo-électrique initial 10^{-15} A	α/p (cm·mmHg) ⁻¹	$\gamma \cdot 10^4$	d_s cm
39	1	0,0161	8	3,73
40	6	0,0181	23	2,94
41	6	0,0196	40	2,53
42	6	0,0224	46	2,22
43	5	0,0252	113	1,83
44	3	0,0295	105	1,57
45	6	0,0345	84	1,37

kV) bien stabilisées ($\approx 0,05\%$), ainsi que des états de surface d'électrodes bien stabilisés à l'aide d'une décharge lumineuse préalable, ont confirmé les relations (5.1) et (5.2) jusqu'à $pd \approx 800$ mmHg·cm.

Les figures 48—50 représentent le développement spatial de l'ionisation entre deux électrodes planes et parallèles dans l'air, l'hydrogène et l'azote, confirmant ainsi la participation des processus secondaires γ avant l'amorçage. Les données expérimentales et l'ex-

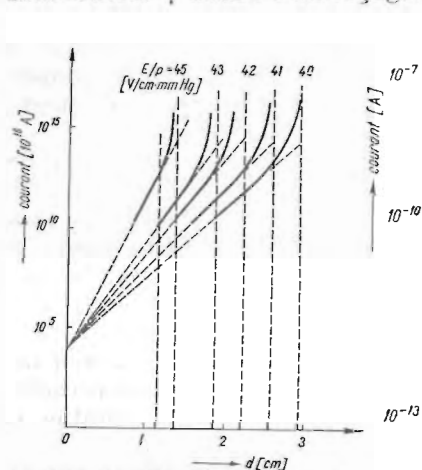


Fig. 48. Développement spatial de l'ionisation dans l'air pour $p=200$ mmHg et pour une cathode de nickel. Les lignes verticales en pointillé indiquent les valeurs calculées pour la distance d'amorçage.

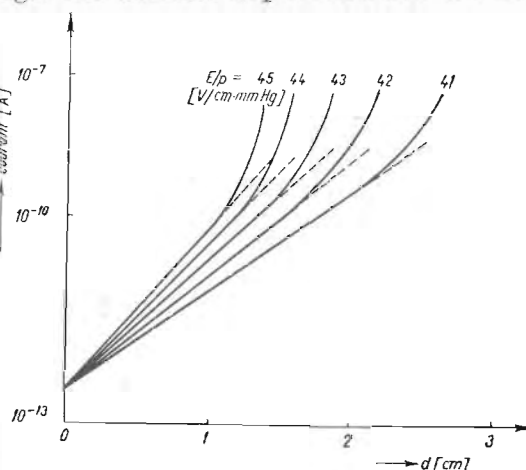


Fig. 49. Développement spatial de l'ionisation dans N_2 , pour $p=300$ mmHg, et pour une cathode de nickel.

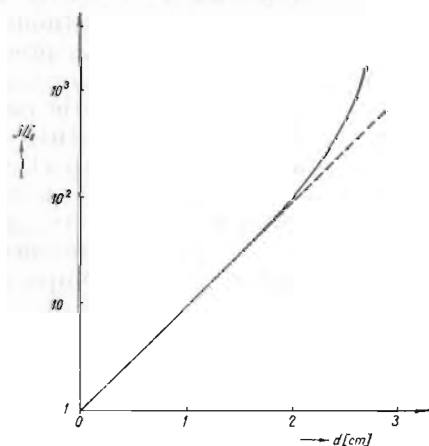


Fig. 50. Développement spatial de l'ionisation dans H_2 pour $p=220$ mmHg, et pour une cathode de nickel.

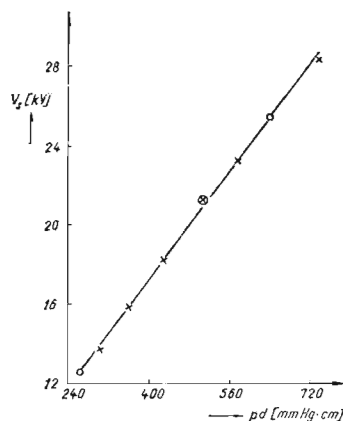


Fig. 51. Valeurs calculées (croix) et expérimentales (cercles) du potentiel d'amorçage pour l'air et pour des électrodes de nickel.

pression (5.1), écrite pour un champ homogène, permettent de déterminer les coefficients $\alpha/p = \varphi(E/p)$ et $\gamma(E/p)$; à l'aide de la relation (5.2) on trouve alors la distance d'amorçage d_s ; ces grandeurs, déter-

minées pour l'air, sont consignées dans le tableau 6. Le potentiel disruptif est fourni par $V_s = (E_s/p) pd_s$, étant en bon accord avec les valeurs déterminées directement, comme on le voit sur la figure 51.

Il ressort de ce qui précède que les données expérimentales présentées confirment le point de vue suivant lequel, du moins jusqu'à des pressions de 200–300 mmHg, le développement de l'ionisation et l'amorçage de la décharge dans les gaz sont régis par les expressions (5.1) et (5.2) et se produisent avant la déformation du champ électrostatique par la charge d'espace.

Toutefois, une série d'observations expérimentales effectuées à des pressions élevées, de l'ordre de la pression atmosphérique, ont permis de mettre en doute la théorie du développement de l'ionisation par avalanches électroniques et le mécanisme de l'amorçage de la décharge présentés auparavant, et de proposer la théorie dite des streamers [51]–[60]. Les plus importantes parmi ces observations sont les suivantes :

a) La décharge qui apparaît lors de l'amorçage du gaz à des pressions et tensions élevées est l'étincelle électrique qui se présente sous la forme discontinue, de canaux lumineux étroits, ramifiés et irréguliers.

b) Le potentiel d'amorçage ne dépend pas du matériau constituant la cathode, comme c'est le cas, à la pression atmosphérique, entre une pointe positive et un plan négatif.

c) Pour des surtensions $(V - V_s)/V_s$ de quelques pour-cent seulement, le temps nécessaire à la formation de l'étincelle est de quelques ordres de grandeur plus petit que le temps $d/u_p \approx 10^{-5}$ s nécessaire aux ions positifs pour parcourir la distance anode-cathode.

Mentionnons toutefois que la formation de canaux à des pressions élevées et le faible temps de formation de l'étincelle, lorsque $V > V_s$, peuvent être justifiés aussi dans le cadre de la théorie des avalanches, au moyen des coefficients α et γ de Townsend [015]; cette théorie peut être étendue également au cas où le champ électrique devient non homogène sous l'influence de la charge d'espace, d'une manière analogue à son extension au cas du champ électrique non homogène du fait de la géométrie des électrodes, la différence étant que la non-homogénéité varie continuellement dans le temps, à mesure que le courant s'accroît.

La théorie des streamers, proposée pour de grandes pressions, de l'ordre de la pression atmosphérique, est fondée sur des considérations concernant le développement des avalanches électroniques, la transition de l'avalanche au streamer et le mécanisme de développement des streamers. Cette théorie implique seulement des processus d'ionisation dans le volume du gaz, à savoir le processus α et la photo-ionisation du gaz, ainsi que la déformation du champ électrostatique par la charge d'espace provoquée par le développement des avalanches et des streamers.

Considérons le champ E appliqué entre deux électrodes planes et parallèles. La vitesse d'entraînement des électrons, dans le champ

nécessaire à l'amorçage, est de $\sim 10^7$ cm/s, tandis que la vitesse d'entraînement des ions est de $\sim 10^5$ cm/s ; l'avalanche se développe ainsi comme un nuage d'électrons à la suite duquel demeure la charge d'espace formée par les ions positifs (fig. 52). Ainsi qu'il ressort du tableau 7, dans les conditions d'amorçage de la décharge pour une

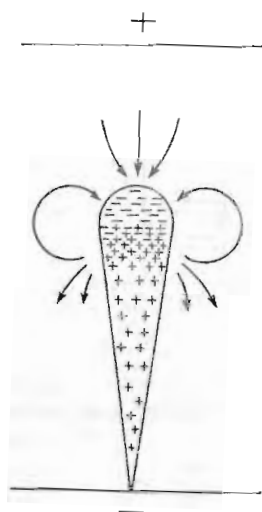


Tableau 7. Nombre de paires électron-ion engendrées dans l'air, à la pression atmosphérique ; $E_g = 32$ kV/cm ($\alpha = 18,4$ cm $^{-1}$)

z	$\exp(\alpha z)$
0	1
0,4	$1,6 \cdot 10^3$
0,6	$6,3 \cdot 10^4$
0,8	$2,5 \cdot 10^6$
0,9	$1,6 \cdot 10^7$
1,0	$1,0 \cdot 10^8$

Fig. 52. Schéma de la distribution spatiale des électrons et des ions dans une avalanche électronique. Les flèches indiquent la direction du champ électrique résultant autour de l'avalanche.

distance de 1 cm dans l'air, à la pression atmosphérique, l'avalanche électronique produit, sur le dernier millimètre de parcours, approximativement cinq fois plus d'ionisations que sur les 9 premiers millimètres ; une fois l'avalanche arrivée à l'anode, les électrons se trouvent à sa tête pénètrent dans celle-ci. La déformation du champ électrostatique initial est maximale en tête de l'avalanche, où la concentration des ions positifs a la valeur la plus grande. Si le champ engendré par ceux-ci est assez grand pour être comparable au champ électrostatique initial, alors les avalanches secondaires, créées par les électrons résultant de la photo-ionisation du gaz, se dirigent vers la tête de l'avalanche primaire (fig. 53, a) ; les électrons des avalanches secondaires s'écoulent vers l'anode, et les ions positifs demeurés derrière ceux-ci allongent et intensifient vers la cathode la charge d'espace positive due à l'avalanche primaire, le processus se développant à l'instar d'un streamer se propageant de l'anode vers la cathode (fig. 53, b, c). Atteignant la cathode, le streamer devient un filament conducteur constitué de gaz fortement ionisé, à travers lequel se décharge le circuit extérieur ; une colonne conductrice dite canal de l'étincelle se forme donc. Le développement ultérieur de la décharge en étincelle dépend de la puissance du générateur de courant. Si la puissance de celui-ci est petite, le développement du canal de la décharge s'interrompt et l'étincelle se reproduit lorsque la différence de potentiel entre les électrodes augmente de nouveau jusqu'à la

valeur d'amorçage ; mais si la puissance du générateur est suffisante, l'étincelle déclenche un régime d'arc (voir § 11).

Pour calculer de manière approximative la grandeur du champ de la charge d'espace, on suppose que les ions positifs sont contenus dans un volume sphérique de rayon a , en tête de l'avalanche. Nous

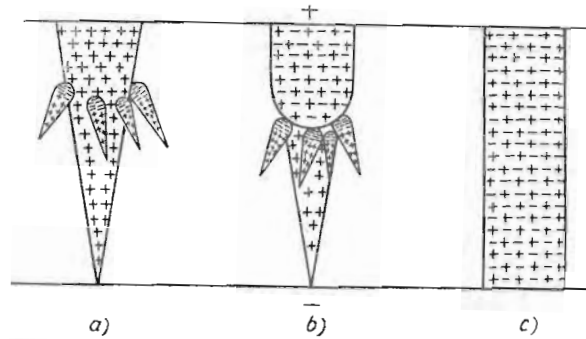


Fig. 53. Passage de l'avalanche électronique au streamer.

calculerons ce rayon en supposant que la diffusion des électrons est libre. Ainsi, en désignant par n leur concentration et par D_e le coefficient de diffusion libre des électrons, l'équation de diffusion est $\partial n / \partial t = D_e \Delta n$ ou, compte tenu de la symétrie sphérique,

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_e \left(\frac{2}{r} \frac{\partial n}{\partial r} + \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} \right). \quad (5.3)$$

L'évolution dans l'espace et dans le temps d'un nombre initial n_0 de particules provenant d'une source ponctuelle est solution de l'équation (5.3), d'où l'expression

$$\frac{n}{n_0} = \frac{\exp(-r^2/4D_e t)}{(4\pi D_e t)^{3/2}}; \quad (5.4)$$

le rayon moyen, calculé au moyen de (5.4), est

$$a^2 = \overline{r^2} = 6D_e t. \quad (5.5)$$

Le temps t s'élimine en employant la relation $x = u_e t = \mu_e E t$, de sorte que

$$a^2 = \frac{6D_e x}{\mu_e E} = \frac{6kT_e x}{eE}, \quad (5.6)$$

où nous avons utilisé la relation $D_e/\mu_e = kT_e/e$, T_e étant la température des électrons. A partir de la dernière équation on obtient $a^2/x^2 = 6kT_e/eEx \ll 1$, car, dans les conditions de l'amorçage, kT_e est de quelques eV, et eEx de quelques keV, de sorte que la dispersion de l'avalanche est beaucoup plus petite que la distance parcourue par

elle. La figure 54 représente schématiquement une avalanche électronique sphérique, de rayon a , qui laisse à sa suite la charge d'espace des ions positifs dans une région ayant la forme d'un paraboloïde de révolution.

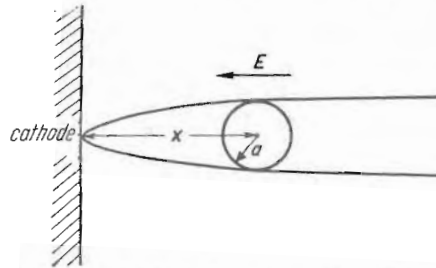


Fig. 54. Schéma de la formation d'une avalanche électronique.

loïde de révolution. La pression augmentant, ce paraboloïde devient plus pointu, parce que kT_e baisse et eEx s'accroît.

Mentionnons que la diffusion simple est remplacée par la diffusion ambipolaire et a devient plus grand que le rayon Debye h fourni par [040]

$$h^2 = \frac{kT_e}{4\pi e^2 n}. \quad (5.7)$$

Alors, dans les relations précédentes D_e doit être remplacé par D_{amb} dès que $n_0 > 10^5 \text{ cm}^{-3}$.

La densité des ions positifs en tête de l'avalanche est égale au rapport du nombre d'ionisations $\exp(\alpha x)\alpha dx$, effectuées dans la couche dx , au volume de l'avalanche dans cette couche $\pi a^2 dx$, c'est-à-dire

$$n_p = \frac{\alpha \exp(\alpha x)}{\pi a^2}. \quad (5.8)$$

Multipliant par le volume $(4/3)\pi a^3$, on obtient le nombre total d'ions positifs en tête de l'avalanche

$$N_p = \frac{4}{3} a \alpha \exp(\alpha x). \quad (5.9)$$

Le champ radial produit par l'avalanche lorsque la surface de la sphère se trouve à l'anode ($x = d$) est $E_r(d) = eN_p(d)a^2$ ou, en supposant réalisée la condition d'amorçage,

$$E_r(d) = KE_s, \quad K \approx 1, \quad (5.10)$$

il s'ensuit

$$E_s = (4/3)e\alpha \exp(\alpha d) \left(\frac{eE_s}{6kT_e d} \right)^{1/2}. \quad (5.11)$$

Introduisant dans la dernière expression la valeur correspondante de T_e et des constantes, on trouve pour l'air la relation

$$\alpha d = 14,9 + \ln(E_s/p) - \ln(\alpha/p) - 0,5 \ln(pd) + \ln d. \quad (5.12)$$

En tenant compte de ce que les grandeurs E_s/p , α/p et pd apparaissent sous le logarithme, nous introduirons les valeurs correspondant à $d = 1$ cm et $p = 760$ mmHg, de sorte que (5.12) se simplifie notablement, devenant, avec une bonne approximation,

$$\alpha d \approx 18,6 + \ln d. \quad (5.13)$$

Une comparaison entre les valeurs V_s mesurées et celles calculées au moyen de la relation (5.12) est présentée dans le tableau 8; en général, la concordance est bonne pour $E/p < 60$ V/cm·mmHg. Men-

Tableau 8. Comparaison entre les valeurs mesurées du potentiel d'amorçage et les valeurs calculées en partant de (5.12)

d cm	E_s/p (calculé) V/cm·mmHg	αd	n_p cm ⁻³	V (calculé) kV	V_s (observé) kV
0,1	68,4	15,7	$1,9 \cdot 10^{13}$	5 190	4 600
0,5	48,1	17,7	$6,4 \cdot 10^{12}$	18 250	17 100
1,0	42,4	18,6	$3,7 \cdot 10^{12}$	32 200	31 600
2,5	37,0	19,7	$2,3 \cdot 10^{12}$	70 500	73 000
5,0	34,6	20,7	$1,5 \cdot 10^{12}$	132 000	138 000
10,0	32,8	21,5	$8,8 \cdot 10^{11}$	249 000	265 000
15,0	31,8	22,0	$7,2 \cdot 10^{11}$	363 000	386 000
20,0	31,2	22,4	$5,6 \cdot 10^{11}$	474 000	510 000

tionnons que, même si dans la condition d'amorçage (5.10) la constante de proportionnalité K entre les deux champs est plus petite que l'unité, par exemple $K = 0,1$, les valeurs calculées pour V_s restent pratiquement inchangées, le terme $\exp(\alpha d)$ de la relation (5.11) l'emportant.

En tenant compte de la présence en tête de l'avalanche de N_p ions positifs et encore, lorsque $a > 1/\alpha$, approximativement de $\exp(\alpha x)$ électrons, la relation (5.11) se transforme en [61]

$$E_s = \frac{\varepsilon \exp(\alpha d)}{a^2} \left(\frac{4}{3} \alpha a - 1 \right). \quad (5.14)$$

On a établi sur cette base une limite supérieure d'application de la théorie de Townsend: $pd \approx 500$ mmHg·cm.

Si la tension appliquée entre les électrodes est plus forte que la tension d'amorçage, le champ de charge d'espace des ions en tête de l'avalanche primaire atteint une valeur comparable au champ électrostatique initial avant que l'avalanche atteigne l'anode. Le streamer commence à se développer à partir de ce point soit vers la

cathode (streamer positif), soit vers l'anode (streamer négatif) en fonction de l'angle solide où prédomine l'émission des photons d'énergie suffisante pour provoquer la photo-ionisation du gaz (fig. 55, *a*

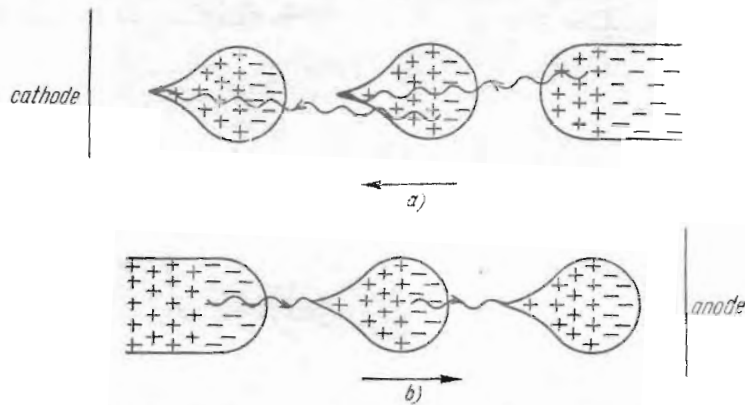


Fig. 55. Développement du streamer positif (*a*) et négatif (*b*). Les flèches indiquent la direction de propagation.

et *b*). En général, pour le développement des streamers, il est nécessaire que les photons énergiques soient absorbés au voisinage de la tête du streamer dans un volume actif assez petit pour que les avalanches électroniques soient captées par le champ de charge d'espace.

La théorie des streamers, exposée ci-dessus dans ses lignes générales, peut être étendue également au cas du champ électrostatique non homogène, en tenant compte de la variation spatiale de α ; la généralisation de la relation (5.11) est immédiate :

$$E_s = (4/3)e\alpha(d)\exp\left(\int_0^d \alpha(x)dx\right) \left[\frac{eE_s}{6kT_e d}\right]^{1/2}. \quad (5.15)$$

Le potentiel minimal d'amorçage est calculé en supposant que la transition de l'avalanche au streamer se produit lorsque E_s est comparable au champ électrostatique à l'anode. Pour des distances d grandes, l'intégration doit être effectuée uniquement dans la région où le champ est suffisamment intense, là où se développe l'avalanche primaire. La comparaison de ces calculs avec les données expérimentales est représentée figure 56 pour la différence de potentiel minimale d'amorçage entre deux sphères de 25 cm de diamètre, dans l'air, pour $p = 760$ mmHg [014]; la courbe *I* est calculée en supposant que l'avalanche primaire se développe de la cathode vers l'anode, et la courbe *II* en supposant que l'avalanche primaire ne se développe que dans le champ intense au voisinage de l'anode.

Dans ce qui suit nous exposerons brièvement quelques méthodes expérimentales employées pour l'étude du développement de la décharge en étincelle. Une de ces méthodes utilise la chambre de Wilson

[52], [53], [55], [62]—[68], représentée de manière schématique sur la figure 57. Le rayonnement ultraviolet d'une décharge en étincelle pénètre dans la chambre par la fenêtre de quartz Q au centre de l'anode, provoquant l'émission de photo-électrons à la cathode. A l'aide du piston P la pression du gaz de la chambre peut être brus-

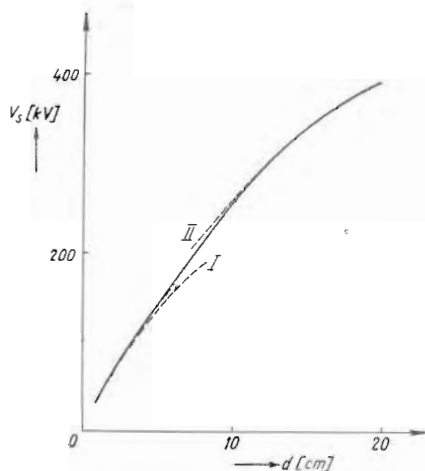


Fig. 56. Potentiel minimal d'amorçage dans l'air, pour $p = 760$ mmHg, calculé (traits interrompus) et observé (trait plein), entre deux sphères de 25 cm diamètre.

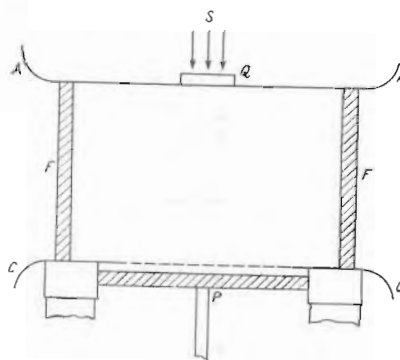


Fig. 57. La chambre de Wilson: S —source de radiations ultraviolettes, Q —fenêtre de quartz, F —cylindre de verre, A —anode, C —cathode, P —piston.

quement abaissée, de sorte que celui-ci se refroidisse par détente adiabatique. Les gouttelettes de brouillard se formant lors du refroidissement du gaz, auquel est ajoutée au préalable une petite quantité de vapeur d'eau ou d'alcool, se condensent dans certaines conditions autour des ions positifs produits par les avalanches électroniques; ainsi celles-ci apparaissent comme des nuages de forme conique, dont le sommet est dirigé vers la cathode et dont l'axe est orienté en direction du champ électrique. Nous donnons la photographie obtenue de cette manière, d'une avalanche électronique dans l'azote, figure 58. Un dispositif électronique fournissant des impulsions commande d'une part le début et la durée de l'irradiation de la cathode et de l'application de la tension, d'autre part la détente du gaz ainsi que le déclenchement de l'appareil photographique. La vitesse des avalanches électroniques dépend du champ, de la pression et de la nature du gaz, mais, en général, est de l'ordre de 10^7 cm/s, tout comme la vitesse d'entraînement des électrons dans ces conditions. Dans le tableau 9 sont données la vitesse de l'avalanche u , la largeur finale $2a$ et la longueur finale l pour divers gaz. C'est dans des champs suffisamment intenses, lorsque $\alpha x \approx 18-20$ [voir la relation (5.13)], que se produisent les streamers; ainsi, par exemple, une avalanche à la vitesse de $\sim 1,2 \cdot 10^7$ cm/s dans l'air, à $p = 270$ mmHg et $E/p \approx 40$ V/cm·mmHg, continue de parcourir son trajet vers

l'anode comme un streamer négatif brillant, à la vitesse de $\sim 8 \cdot 10^7$ cm/s, et, en même temps, vers la cathode se développe un streamer positif à la vitesse de $1 \cdot 10^8 - 2 \cdot 10^8$ cm/s. En partant de

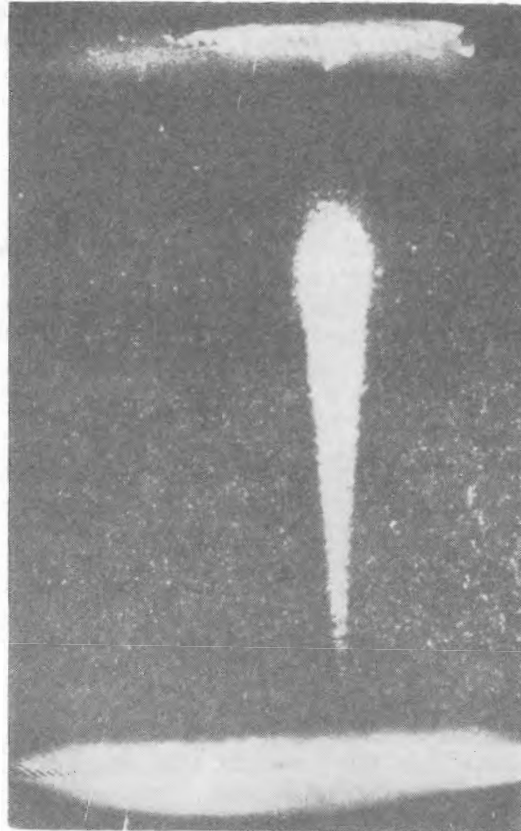


Fig. 58. Photographie d'une avalanche électronique prise au moyen de la chambre de Wilson.

Tableau 9. Vitesse, largeur finale et longueur finale de l'avalanche pour divers gaz

Gaz	p mmHg	E/p V/cm·mmHg	u 10^7 cm/s	$2a$ cm	l cm
H ₂	467	22	0,68	0,11	1,75
O ₂	290	34	1,63	0,19	1,82
N ₂	280	38	1,20	0,15	2,10
CO ₂	285	36	1,72	0,17	1,87
air	285	37	1,47	0,14	2,10

l'analyse des résultats obtenus à l'aide de la chambre de Wilson, on est arrivé à la conclusion que la transition de l'avalanche au streamer

est caractéristique de l'amorçage à de grandes valeurs de p et d , soit approximativement $pd > 1000$ mmHg·cm. Pour pd plus petits on peut considérer comme valable la condition d'amorçage (5.2).

Une méthode permettant l'observation de la formation de l'étincelle à de petits intervalles de temps (10^{-8} — 10^{-9} s) se fait par photographie sur un film se déroulant rapidement ; devant ce film est placé un obturateur électro-optique (cellule de Kerr), auquel on applique une tension haute fréquence. Evidemment, à l'aide de cette méthode ne peuvent être étudiés que les processus visibles de développement des streamers, mais non pas les processus de développement des avalanches électroniques.

Une autre méthode photographique d'étude de l'étincelle emploie des appareils où l'image se place perpendiculairement à la direction de développement de l'étincelle, grâce à la rotation de la lentille, du miroir ou du film [69]. Cette méthode est amplement utilisée dans les recherches concernant le mécanisme de l'éclair [70]—[75].

L'étude de la formation des streamers dans un champ non homogène peut être encore effectuée à l'aide des décharges glissantes se produisant sur la surface d'une plaque diélectrique, autour d'une pointe métallique (positive ou négative) en contact avec elle, l'autre surface de la plaque étant munie d'une électrode plane ; cette décharge se produit aussi entre deux pointes ou entre une pointe et un plan perpendiculaire, tous les deux se trouvant sur la même surface du diélectrique. Si celui-ci est une plaque photographique, après développement restent fixées les traces des canaux de l'étincelle, connues sous le nom de figures de Lichtenberg [76]. Le développement spatial de l'ionisation de ce type d'étincelle superficielle est similaire à celui de l'étincelle normale. La figure dépend de la polarité de la pointe, de l'impulsion de tension appliquée, de la pression et de la nature du gaz. Dans l'air, par exemple, sous une pression d'approximativement 50 mmHg, elle est diffuse, à cause de la superposition des avalanches électroniques successives ; au-delà de 50 mmHg, la figure devient discontinue, comme on l'explique de manière schématique figure 59, où sont représentées les diverses étapes de formation des décharges positive et négative. Ainsi, dans le cas de la pointe positive, les électrons sont attirés par le champ intense de son environnement, laissant en arrière la charge d'espace des ions positifs qui se ramifie et s'allonge du fait de l'attraction de nouvelles avalanches ; ce mécanisme est identique à celui du développement des streamers positifs. Lorsque la pointe est portée à un potentiel négatif, les électrons sont repoussés vers la région du champ plus faible, laissant derrière eux la charge d'espace positive qui rend le champ encore plus faible, et la figure atteint la grandeur finale lorsque l'intensité du champ aux bords devient inférieure à la valeur nécessaire pour produire l'ionisation du gaz. Les dimensions de la figure de Lichtenberg diminuent beaucoup dans les gaz électronégatifs, du fait de la formation d'ions négatifs.

En conclusion, faisons quelques considérations qualitatives quant au mécanisme de l'amorçage de la décharge dans les gaz pour des pressions très élevées, le produit pd étant de l'ordre de 10^4 mmHg·cm [77], [78]. On voit sur la figure 60 que les lois de similitude ne sont pas respectées dans l'air lorsque le produit pd est environ plus

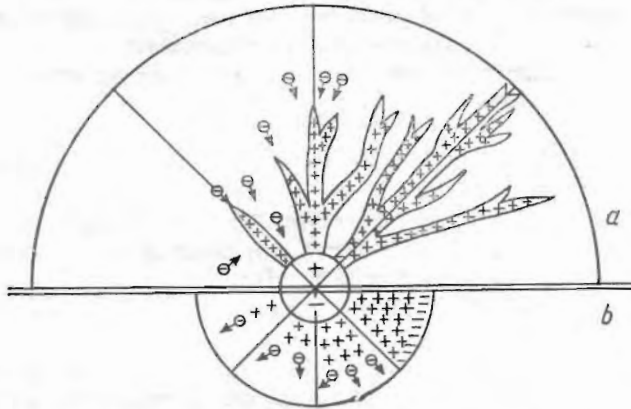


Fig. 59. Schéma du mécanisme de production des figures de Lichtenberg pour la décharge positive (a) et négative (b).

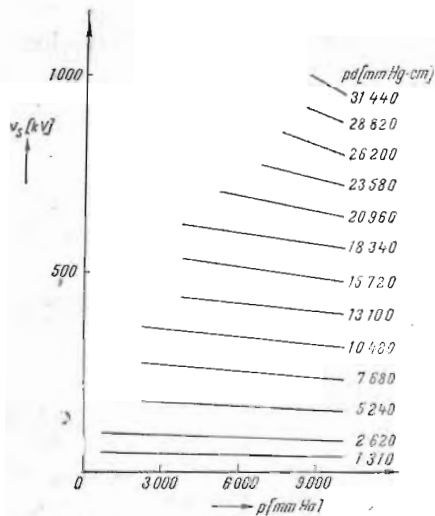


Fig. 60. Potentiel d'amorçage dans l'air à des pressions élevées pour diverses valeurs de la distance réduite pd .

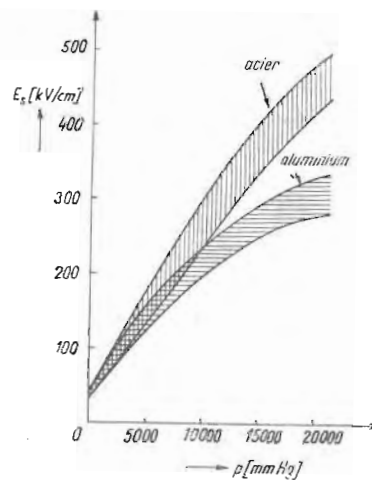


Fig. 61. Influence du matériau de la cathode sur l'amorçage dans l'air à des pressions élevées ($d = 6,35 - 12,7 - 19,05$ mm).

grand que 2 600 mmHg·cm, les courbes pd n'étant plus parallèles à l'axe des abscisses. De même, la figure 61 montre que, même si l'on ne tient pas compte de l'erreur de 5—10% résultant des mesures

expérimentales, il y a une relation accentuée entre le potentiel d'amorçage et la nature du matériau de la cathode. En partant de ces observations on déduit que, pour des valeurs élevées de pd , il existe une source supplémentaire d'électrons en plus des processus α et γ , cette source ne se manifestant pas pour $pd < 1\,000$ mmHg·cm; elle représente un processus superficiel interdit par le principe de similitude (voir § 3). Un tel processus est relié probablement à l'émission électronique de la cathode sous l'influence du champ électrique; le courant résultant est fourni par la relation empirique

$$j_s = aE^2 \exp(-b/E), \quad (5.16)$$

a et b étant des constantes. Un exemple simple nous conduit à la même conclusion quant à la nature de l'émission électronique supplémentaire. En effet, le champ électrique $E \approx 3 \cdot 10^4$ V/cm pour $d = 1$ cm et $p = 1$ atm devient $E \approx 3 \cdot 10^6$ V/cm pour $d = 10^{-2}$ cm et $p = 100$ atm; dans ces deux cas le produit pd est le même. L'expression (5.16) a la même forme que l'expression déduite pour l'émission par effet de champ des métaux purs, mais les constantes sont différentes: elles dépendent fortement de l'état microscopique de la surface envisagée et prennent des valeurs qui permettent une émission électronique considérable lorsque $E > 10^5$ V/cm (voir § 6).

Dans l'analyse du développement dans le temps et l'espace de l'ionisation dans les gaz denses il faut tenir également compte de ce que la mobilité des «trous» positifs augmente avec la pression;

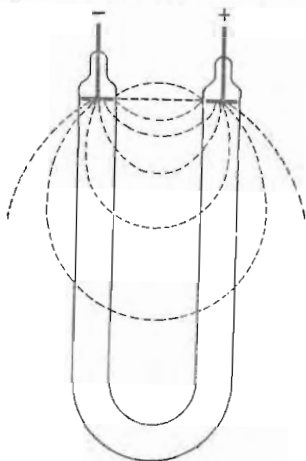


Fig. 62. Champ électrostatique dans un tube de décharge ayant la forme d'un U.

elle devient comparable à la mobilité des électrons pour des pressions de quelques centaines d'atmosphères [040], [79]—[81].

Dans certains cas (décharges dans des tubes longs), il faut tenir compte des charges électriques accumulées sur les parois de verre du tube, qui jouent un rôle important lors de l'amorçage de la décharge.

Ainsi, par exemple, sur la figure 62 sont représentées en pointillé les lignes de champ électrique, dans un tube en forme de U, en l'absence de la décharge. Les électrons émis par la cathode sont guidés par le champ électrostatique vers les parois; celles-ci se chargent alors négativement. Il apparaît donc un champ électrique qui focalise le faisceau d'électrons sur l'axe du tube, le long duquel se produit une intense ionisation; les ions positifs diffusent lentement vers les parois chargées négativement; la diffusion des électrons et des ions vers les parois se fait de manière ambipolaire et le plasma est alors engendré dans tout le tube. Si la pression est trop réduite ou le rayon du tube trop petit, la charge négative des parois empêche la sortie des électrons de la cathode et le développement de l'ionisation, conduisant à une augmentation considérable du potentiel d'amorçage, comme s'il existait un vide très poussé; cet effet a été dénommé *pseudo-vide*.

§ 6. DÉVELOPPEMENT TEMPOREL DE L'IONISATION

En général, lors de l'application entre deux électrodes d'une tension suffisante pour amorcer la décharge électrique, celle-ci n'apparaît pas instantanément, mais avec un certain retard. Le temps qui s'écoule entre l'application de la tension $V \geq V_s$ et l'apparition de l'amorçage est connu sous le nom de temps de retard et se compose de deux parties distinctes: a) le temps de retard statistique, σ_s , correspondant à la probabilité de l'apparition, durant l'application de la tension, d'un électron provoquant l'amorçage et b) le temps de for-

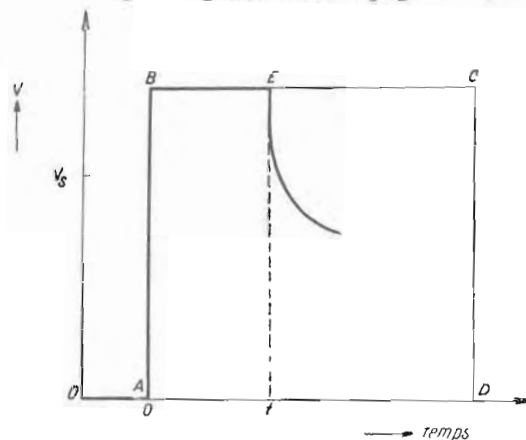


Fig. 63. — Détermination du temps de retard statistique.

mation τ_f , correspondant au temps nécessaire pour que la décharge une fois commencée se développe dans tout l'espace entre les électrodes. Nous étudierons séparément ces deux parties.

a) *Le temps de retard statistique. Amorçage de la décharge pour des valeurs du produit pd très faibles.* La technique de détermination du temps de retard statistique est représentée d'une manière schéma-

tique sur la figure 63 [82]—[85]. En appliquant une impulsion de tension rectangulaire $ABCD$, d'une hauteur $V \geq 1,25 V_s (= AB)$, entre deux plaques parallèles, en l'absence d'un électron provoquant l'amorçage, V demeure constant pendant toute la durée BC . Mais s'il apparaît, après le temps $t (= BE)$, un électron émis par la cathode ou formé par irradiation du gaz, la décharge commence alors à se former, un courant passe par le circuit, et la tension entre les plaques diminue. Ce processus peut être enregistré sur l'écran d'un oscillographe, le temps t pouvant ainsi être déterminé. En répétant l'opération un grand nombre de fois n_0 , dans les mêmes conditions, le temps t est statistiquement distribué, de sorte que le nombre dn d'amorçages survenant dans l'intervalle de temps compris entre t et $t + dt$ est donné par

$$dn = -qpndt; \quad (6.1)$$

q désigne ici le nombre d'électrons primaires formés en une seconde entre les électrodes, par l'émission de la cathode ou par l'agent ionisant extérieur, p désigne la probabilité pour qu'un électron primaire engendre une avalanche suffisamment importante pour satisfaire à la condition d'amorçage, et n désigne le nombre de retards plus grands que t . Pour q et p constants, l'intégration de (6.1) mène à

$$n = n_0 \exp(-t/\tau_s) \quad (6.2)$$

où

$$\tau_s = (qp)^{-1} \quad (6.3)$$

est le temps moyen de retard statistique; ce temps est déterminé par la pente du graphique $\ln(n_0/n)$ en fonction de t .

L'influence du rayonnement extérieur sur τ_s dépend du volume du gaz compris entre les électrodes, mais quand celui-ci est petit (par exemple dans le cas de disques parallèles de 1 cm de diamètre, situés l'un de l'autre à une distance de 0,5 mm), la vitesse de production des électrons par des agents ionisants naturels (radiation cosmique, radio-activité de la terre et de l'atmosphère) est tout au plus de l'ordre de quelques électrons par seconde, tandis que pour Ni, Fe, Ca, W, les alliages d'aluminium et autres, dans différents états de surface (oxydée, égratignée, laminée, polie), elle est de l'ordre de 10^5 — 10^6 électrons par seconde, pour des champs E de l'ordre de 10^5 V/cm [010]. Quelques données expérimentales typiques, montrant l'influence de l'état de surface et du champ électrique sur le temps τ_s , sont présentées figures 64—66; ces données peuvent être traduites par la relation empirique

$$\tau_s^{-1} = qp = cE^2 \exp(-d/E) \quad (6.4)$$

où c et d sont des constantes pour une surface donnée. La relation (6.4), tout comme (5.16), est de la même forme que celle déduite pour l'émission par effet de champ, mais la valeur des constantes entraîne une émission importante à partir de $E \approx 10^5$ V/cm et non pas à partir de $E \approx 10^7$ V/cm, comme c'est le cas, théoriquement, pour des surfaces propres.

Mentionnons encore un fait expérimental important : pour une série d'amorçages répétés de la décharge, le premier a un temps de

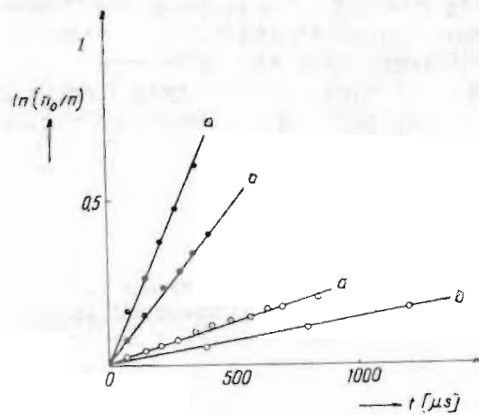


Fig. 64. — Graphique de la grandeur $\ln(n_0/n)$ en fonction de t pour : a) cathode de Ni, b) cathode de W ; points pleins — oxydé, petits cercles — poli ; $E = 10^5$ V/cm.

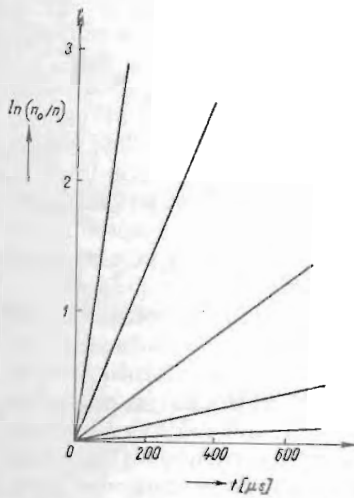


Fig. 65. — Graphique de la grandeur $\ln(n_0/n)$ en fonction de t , pour du Ni oxydé, à différentes valeurs du champ électrique (données dans la fig. 66).

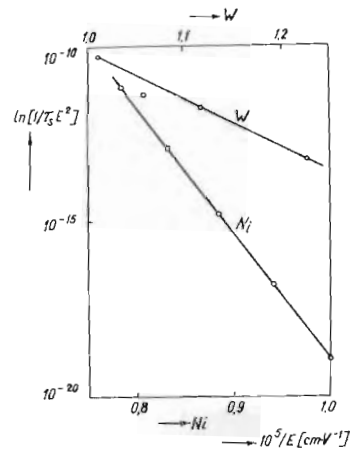


Fig. 66. — Dépendance de τ_g avec le champ électrique pour des cathodes de Ni oxydé et W oxydé.

retard bien plus grand que les suivants ; ainsi t peut être au début de l'ordre de la seconde, et pour des amorçages répétés, de l'ordre de 10^{-5} s. Ainsi l'amorçage stimule assez longtemps l'émission ulté-

rieure des électrons de la cathode [86]. Un résultat typique est reproduit figure 67; le nombre q d'électrons émis par seconde à la cathode est représenté en fonction du temps t_w compté à partir de l'interruption de la décharge. Le courant postérieur à la décharge peut s'expliquer par l'émission par effet de champ sous l'influence du champ électrique intense créé par la charge superficielle des ions positifs adsorbés dans la couche mince ($\approx 10^{-7}$ cm) d'impureté diélectrique recouvrant la cathode. La barrière de potentiel qui retient

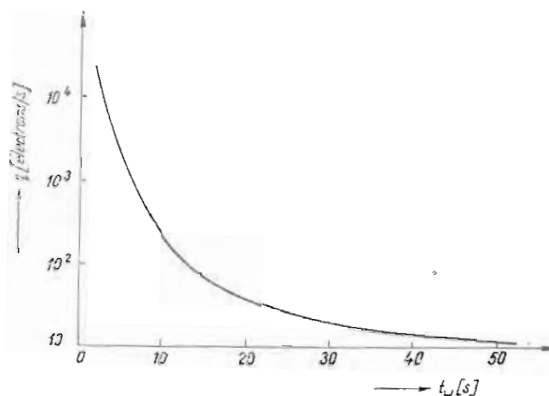


Fig. 67. — Vitesse d'émission q d'une cathode de Ni en fonction du temps écoulé après l'interruption d'une décharge de 1 s et 1 μ A.

les électrons à l'intérieur du métal est donc déformée par l'action combinée de la charge superficielle positive et du champ électrique extérieur appliqué entre les électrodes, la sortie des électrons du métal étant ainsi très facilitée. Cette émission électronique anormale [057]—[059], [237] peut être réduite soit en attendant que la charge positive s'écoule de la couche diélectrique dans la cathode, soit en détruisant la couche diélectrique par chauffage ou par bombardement ionique énergétique, obtenu en amorçant une décharge lumineuse. Une autre explication du courant postérieur à la décharge peut être fournie par l'émission exoélectronique de la couche d'oxyde qui se trouve d'habitude à la surface du métal de la cathode [040]. On peut dire en conclusion qu'en ce qui concerne l'émission des électrons de la cathode, l'état physique de la surface joue un rôle plus important que le support métallique.

Une émission électronique importante pour des champs électriques à partir de 10^5 V/cm explique aussi bien l'amorçage de la décharge pour des valeurs du produit pd extrêmement grandes, comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, que pour des valeurs du produit pd extrêmement faibles. Ainsi, pour des distances très petites $d \approx 10^{-4}$ cm, dans l'air, à la pression atmosphérique, le

potentiel disruptif est de l'ordre de 50 V, donc beaucoup plus faible que le minimum voisin de 3000 V de la courbe de Paschen (de telles décharges produisent l'érosion des contacts des relais utilisés dans les télécommunications). Le volume du gaz est trop réduit pour que les agents ionisants naturels puissent produire le nombre d'électrons nécessaire à l'amorçage. En outre, le champ électrique de $\sim 10^5$ V/cm est de deux ordres de grandeur plus petit que celui qui correspond à une émission notable par effet de champ du métal de la cathode. Dans ce cas également, l'explication consiste en l'existence de l'émission électronique supplémentaire, de la surface de la cathode contaminée par une légère couche d'isolant ou d'oxyde; de telles décharges n'ont pas été observées lorsque les électrodes étaient constituées par des métaux nobles très purs. Cette même émission de la surface contaminée de la cathode fournit des électrons qui déclenchent l'amorçage de la décharge à des très basses pressions, dans le cas de l'amorçage dénommé « amorçage dans le vide » : les électrons émis à la cathode peuvent produire sous l'influence de la forte différence de potentiel existant entre les électrodes l'émission de rayons X durs de l'anode; de même, pour de hautes énergies, ils peuvent mener à l'émission d'ions positifs à la surface de l'anode. Si le nombre d'électrons émis par seconde devient égal au nombre d'électrons produits dans le même intervalle de temps du fait du bombardement de la cathode par rayons X ou ions positifs, alors « l'amorçage dans le vide » a lieu.

En général, en extrapolant les courbes de Paschen pour des valeurs de pd très réduites, on voit qu'à mesure que le vide est plus poussé ou que la distance entre les électrodes diminue, on obtient un milieu isolant idéal. En réalité, comme nous l'avons déjà vu, l'accroissement du champ à la cathode au-delà de $\sim 10^5$ V/cm est accompagné de l'apparition d'un nouveau processus d'émission.

Il est intéressant de signaler que l'application d'un champ magnétique, perpendiculaire au champ électrique entre les électrodes, courbe la trajectoire des électrons, ceux-ci parcourant alors un chemin plus long jusqu'à l'anode, ce qui entraîne l'augmentation de l'ionisation dans le volume du gaz. L'application du champ magnétique transversal conduit donc à une augmentation de la valeur effective de pd ; ainsi pour $pd < (pd)_{min}$, il se produit une baisse du potentiel d'amorçage, et pour $pd > (pd)_{min}$, une hausse du potentiel d'amorçage par rapport au cas où le champ magnétique est absent. C'est en vertu de ce principe que fut construit le manomètre Philips pour la détermination des basses pressions à partir de la mesure du courant produit aux valeurs de pd accrues par la présence d'un champ magnétique transversal.

Considérons le développement d'avalanches électroniques à des pressions basses dans les conditions où la charge d'espace est négligeable. Chaque électron primaire partant de la cathode sera remplacé, après le développement d'une avalanche, par un nombre entier $M = \gamma[\exp(\alpha d) - 1]$ d'électrons égal à 0, 1, 2, 3, etc.,

mais dont la valeur moyenne \bar{M} n'est pas obligatoirement un nombre entier. Pour $\bar{M} < 1$ le développement des avalanches est interrompu et pour $\bar{M} > 1$ l'amorçage se produit. Même pour la valeur $\bar{M} = 1$ l'amorçage se produit au potentiel le plus bas, mais théoriquement, après un temps infiniment long, donc avec une probabilité p nulle. Pour $\bar{M} > 1$, la condition suffisante pour l'amorçage est [87] $p\bar{M} = \bar{M} - 1$, ou, en général,

$$p = 1 - \frac{1}{\gamma \left(\exp \int_0^d \alpha dx - 1 \right)}. \quad (6.5)$$

La probabilité d'amorçage p en fonction de M est représentée fig. 68 ; ainsi, même pour de grandes surtensions $\Delta V/V_s$, lorsque $M = 10$, la probabilité p est seulement égale à 0,9.

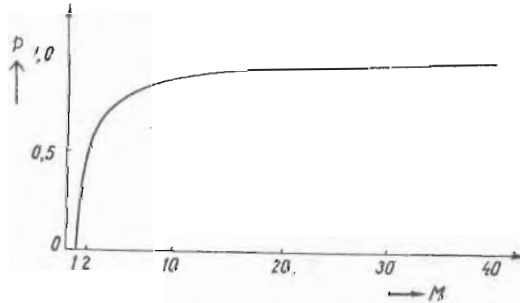


Fig. 68. — Probabilité p d'amorçage en fonction de M .

b) *Temps de formation de la décharge.* Considérons d'abord le développement dans le temps d'une avalanche électronique, déclenchée par un électron qui part de la cathode. En tenant compte de la distance parcourue par l'avalanche $x = u_e t$, u_e étant la vitesse d'entraînement des électrons, le courant électronique peut s'écrire

$$j = j_0 \exp(\alpha x) = j_0 \exp(\alpha u_e t) = j_0 \exp(t/\tau_f), \quad (6.6)$$

la constante de temps étant

$$\tau_f = (\alpha u_e)^{-1}. \quad (6.7)$$

Ainsi, par exemple, dans l'hydrogène, pour $E/p = 200 \text{ V/cm} \cdot \text{mmHg}$, $u_e \approx 10^8 \text{ cm/s}$ et $\alpha/p \approx 2(\text{cm} \cdot \text{mmHg})^{-1}$; pour $p = 1 \text{ mmHg}$, le courant $j_0 = 10^{-12} \text{ A/cm}^2$ atteindra la valeur $j = 10^{-6} \text{ A/cm}^2$ en un intervalle de temps de l'ordre de $10^{-7} - 10^{-6} \text{ s}$.

Pour calculer la constante de temps correspondant à l'amorçage du gaz, il est en général nécessaire de considérer, outre le processus primaire α , les processus d'ionisation secondaires γ . Dans ce qui suit, nous analyserons d'abord le temps de formation de la décharge pour des valeurs de $p d$ relativement basses et nous illustrerons le méca-

nisme du développement dans l'espace et le temps de l'ionisation en commençant par les théories les plus simples.

On peut ainsi faire un calcul approximatif [014], en supposant que la durée d'un cycle d'ionisation τ_i est à peu près égale au temps nécessaire pour que l'ion positif aille de l'anode à la cathode, c'est-à-dire $\tau_i = d/u_p$; en considérant que le courant initial j_0 varie d'une manière discontinue après chaque cycle, c'est-à-dire qu'après τ_i il devient $j_0(1 + M)$, après $2\tau_i$ il devient $j_0(1 + M + M^2)$ et ainsi de suite, de sorte que, après $\tau_f = n\tau_i$, le courant électronique à la cathode s'écrit en sommant la série géométrique

$$j = j_0 \frac{M^{n+1} - 1}{M - 1}, \quad (6.8)$$

où $M = \gamma[\exp(\alpha d) - 1]$. En général j/j_0 est grand et $n \gg 1$, de sorte que (6.8) mène à

$$\tau_f = \tau_i \frac{\ln[(M - 1)j/j_0]}{\ln M}. \quad (6.9)$$

Une approche plus rigoureuse est la suivante [88]: le courant électronique, au temps t , est à la cathode $j_{ce}(t) = j_0 + \gamma j_{cp}(t)$, et à l'anode $j_{ac}(t) = j_{ce}(t) \exp(\alpha d) = j_{ap}(t) + j_{ce}(t)$; de même, le courant des ions positifs à la cathode au moment t est égal au courant des ions positifs à l'anode au moment antérieur $t - \tau_i$, c'est-à-dire que $j_{cp}(t) = j_{ap}(t - \tau_i)$. Ces quatre relations conduisent à

$$\begin{aligned} j_{ce}(t) &= j_0 + \gamma j_{ap}(t - \tau_i) = j_0 + \gamma [j_{ce}(t - \tau_i) \exp(\alpha d) - j_{ce}(t - \tau_i)] = \\ &= j_0 + M j_{ce}(t - \tau_i). \end{aligned} \quad (6.10)$$

Si τ_i est petit, nous pouvons arrêter le développement en série de $j_{ce}(t - \tau_i)$ au second terme, la dernière équation devenant:

$$j_{ce}(t) = j_0 + M [j_{ce}(t) - \tau_i \frac{\partial}{\partial t} j_{ce}(t)] \quad (6.11)$$

ou, en intégrant, nous obtenons

$$\tau_f = \frac{\tau_i}{M - 1} \ln \left[1 + (M - 1) \frac{j_{ce}(t)}{j_0} \right]. \quad (6.12)$$

Pour le potentiel minimal d'amorçage V_0 , $M = 1$, et $\alpha = \alpha_0$; pour une petite surtension $\delta V = V - V_0$, $\alpha = \alpha_0 + \delta\alpha$ et, en supposant $\gamma = \gamma_0$ constant,

$$M = \gamma_0 \{ \exp[(\alpha_0 + \delta\alpha)d] - 1 \} = 1 + d\delta\alpha, \quad (6.13)$$

de sorte que (6.12) devient

$$\tau_f = \frac{\tau_i}{d\delta\alpha} \ln \left[1 + d\delta\alpha \frac{j_{ce}(t)}{j_0} \right]. \quad (6.14)$$

Pour un domaine limité de valeurs de E/p , le premier coefficient d'ionisation peut s'écrire

$$\alpha = pA \exp\left(-\frac{B}{E/p}\right) = a \exp(-b/V) \quad (6.15)$$

où a et b sont des termes constants pour une pression donnée, et V la tension appliquée. La variation de α pour une petite surtension δV s'exprime par

$$\begin{aligned} \delta\alpha &= a \exp(-b/V) \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{b(V-V_0)}{VV_0}\right] \right\} = \\ &= a \exp(-b/V) \frac{b(V-V_0)}{VV_0}, \end{aligned} \quad (6.16)$$

de sorte que (6.14) devient

$$\tau_f \approx \frac{a \exp(-b/V)}{V-V_0}. \quad (6.17)$$

Pour $V \rightarrow V_0$ cette équation donne $\tau_f \rightarrow \infty$, mais la solution correcte (6.12) conduit dans ce cas ($M = 1$) à la valeur

$$\tau_f(V_0) = \tau_i \frac{j_{cc}(0)}{j_0}. \quad (6.18)$$

Ainsi, pour $\tau_i = 10^{-5}$ s et $j_{cc}(t)/j_0 = 10^{10}$, on obtient $\tau_f(V_0) = 10^5$ s.

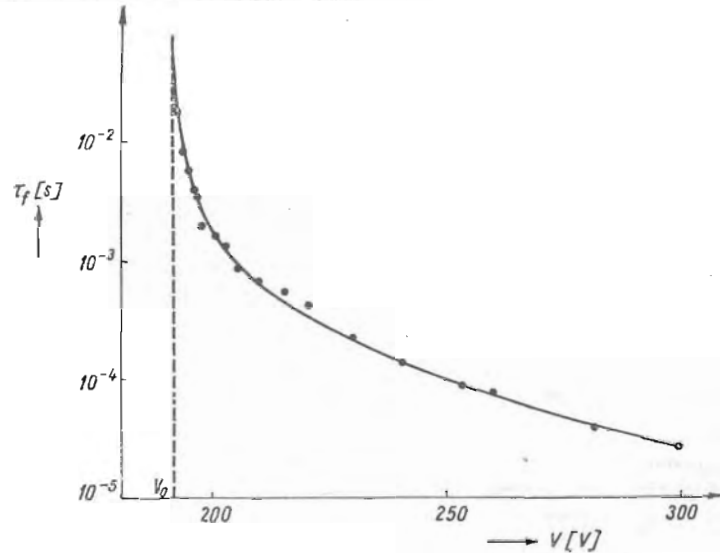


Fig. 69. — Temps de formation τ_f pour la décharge dans le néon.

En général, l'allure de la courbe $\tau_f(V)$ indiquée par l'expression (6.17) est confirmée par l'expérience, comme il ressort de la fig. 69, où les valeurs expérimentales de τ_f dans le néon sont représentées

par des points et les valeurs calculées par la courbe continue, les constantes a et b étant obtenues à partir de deux points expérimentaux. Mentionnons que, en général, le temps τ_f peut être rendu très petit par irradiation ultraviolette de la cathode. Une analyse plus fine [89]–[91] fait intervenir les équations de continuité pour les électrons et les ions qui, négligeant la diffusion vers les parois, s'écrivent

$$\begin{aligned}\frac{\partial n_e}{\partial t} &= -\frac{\partial}{\partial x}(n_e u_e) + \alpha n_e u_e, \\ \frac{\partial n_p}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial x}(n_p u_p) + \alpha n_p u_p,\end{aligned}\tag{6.19}$$

où n_e et n_p , $u_e = \mu_e E$ et $u_p = \mu_p E$ sont les concentrations et les vitesses d'entraînement des électrons et des ions ; en introduisant les densités de courant correspondantes, nous obtenons

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{j_e}{u_e} \right) &= -\frac{\partial j_e}{\partial x} + \alpha j_e, \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{j_p}{u_p} \right) &= \frac{\partial j_p}{\partial x} + \alpha j_p.\end{aligned}\tag{6.20}$$

Nous faciliterons l'intégration de ces équations en faisant la supposition intuitive, suggérée par (6.6)

$$\begin{aligned}j_e(x, t) &= j_e(x) \exp(t/\tau), \\ j_p(x, t) &= j_p(x) \exp(t/\tau),\end{aligned}\tag{6.21}$$

où, pour simplifier, nous noterons le temps moyen de formation par τ . En introduisant (6.21) dans (6.20) et en intégrant on obtient

$$j_e(x) = C_1 \exp \int_0^x \left(\alpha - \frac{1}{\tau u} \right) dx,\tag{6.22}$$

$$j_p(x) = \left(\exp \int_0^x \frac{dx}{\tau u} \right) \left\{ C_2 - C_1 \int_0^x \alpha \left[\exp \int_0^x \left(\alpha - \frac{1}{\tau u} \right) dx \right] dx \right\},$$

où

$$\frac{1}{u} = \frac{1}{u_e} + \frac{1}{u_p} \approx \frac{1}{u_p}.\tag{6.23}$$

En supposant $j_0 \ll j_e(0)$ et en considérant les processus secondaires γ_e et γ_p , les conditions aux limites s'écrivent

$$\begin{aligned}j_e(0) &= \gamma_e j_e(0) + \gamma_p \int_0^d j_e(x) \theta \exp(-\mu x) dx, \\ j_p(d) &= 0.\end{aligned}\tag{6.24}$$

En introduisant (6.24) dans (6.22), nous obtenons la condition généralisée d'amorçage de la décharge

$$\begin{aligned} & \gamma \int_0^d \alpha \left\{ \exp \left[\int_0^x \left(\alpha - \frac{1}{\tau u_p} \right) dx \right] \right\} dx + \\ & + \gamma_f g \int_0^d \theta \left\{ \exp \left[\int_0^x \left(\alpha - \frac{1}{\tau u_e} \right) dx - \mu x \right] \right\} dx = 1. \end{aligned} \quad (6.25)$$

Cette équation se simplifie si l'on suppose le champ électrique homogène également à l'amorçage, c'est-à-dire en négligeant la charge d'espace

$$\gamma_i \alpha \frac{\exp \left[\left(\alpha - \frac{1}{\tau u_p} \right) d \right] - 1}{\alpha - \frac{1}{\tau u_p}} + \gamma_f g \theta \frac{\exp \left[\left(\alpha - \mu - \frac{1}{\tau u_e} \right) d \right] - 1}{\alpha - \mu - \frac{1}{\tau u_e}} = 1. \quad (6.26)$$

La condition pour que le courant augmente dans le temps infiniment lentement, c'est-à-dire $\tau \rightarrow \infty$, mène à partir de (6.26) à la condition habituelle d'amorçage statique (voir § 3)

$$\left(\gamma_i + \frac{\gamma_f g \theta}{\alpha} \right) [\exp(\alpha d) - 1] = 1 \quad (6.27)$$

où nous avons supposé le coefficient d'absorption $\mu \ll \alpha$. La condition d'état stationnaire (6.26) conduit à deux expressions pour la constante de temps, selon que le processus γ_i ou γ_f est le processus ayant lieu, soit, respectivement

$$\frac{1}{\tau_p} = u_p \left[\alpha - \frac{1}{d} \ln \left(\frac{1}{\gamma_i} + 1 \right) \right], \quad (6.28)$$

$$\frac{1}{\tau} = u_e \left[\alpha - \mu - \frac{1}{d} \ln \left(\frac{\alpha - \mu}{\gamma_f g \theta} + 1 \right) \right]. \quad (6.29)$$

Notons que ci-dessus nous avons supposé le rayon R du tube de décharge suffisamment grand pour pouvoir négliger dans les équations de continuité (6.19) le terme de diffusion radiale. Dans le cas contraire, il faut encore ajouter dans le membre de droite l'expression $D \Delta n = D[(1/r) \partial n / \partial r + \partial^2 n / \partial r^2]$, où D est le coefficient de diffusion correspondant. On suppose dans ce cas que, dans l'expression du courant, les variables se séparent; alors $j = \exp(t/\tau) f(x) g(r)$. En utilisant les conditions aux limites (6.24) avec, pour simplifier, $\gamma_f = 0$, on obtient la condition d'amorçage

$$\gamma_i \int_0^d \alpha \left\{ \exp \left[\int_0^x \left(\alpha - \frac{1}{L} - \frac{1}{\tau u_p} \right) dx \right] \right\} dx = 1 \quad (6.30)$$

où

$$\frac{1}{L} = \left(\frac{2,41}{R} \right)^2 \left(\frac{D_p}{u_p} + \frac{D_e}{u_e} \right). \quad (6.31)$$

Pour $R \rightarrow \infty$, on trouve les équations déduites plus haut.

En négligeant la diffusion latérale des électrons et des ions, définissons les distances d'amorçage statique d_i , d_f et d_{ij} , comme solutions de l'équation (6.26), où $\tau \rightarrow \infty$, pour $\gamma_f = 0$, $\gamma_i = 0$, et respectivement $\gamma_i \neq 0$, $\gamma_f \neq 0$. Evidemment, $d_i > d_{ij}$, $d_f > d_{ij}$. Si $d_i, d_f > d > d_{ij}$, le temps de formation déterminé expérimentalement correspond à l'action de l'agent ionisant le plus lent, les ions, alors $\tau = \tau_p$, bien que les deux processus secondaires γ_i et γ_f soient actifs. Si $d > d_f$, le temps de formation observé correspond à l'agent ionisant rapide, les photons, alors $\tau = \tau_f$. Il s'ensuit donc que le temps caractéristique à l'amorçage fait un saut brusque pour $d = d_f$. Si nous appliquons une impulsion de tension $V = V_s$, qui dure un intervalle de temps $t < \tau_f$, l'amorçage n'a pas lieu. Si $\tau_p > t > \tau_f$, l'amorçage s'observe pour $d \gg d_i$, si $t > \tau_p$, l'amorçage s'observe pour $d \gg d_{ij}$. On a pu estimer [91] après comparaison des résultats expérimentaux et des temps de formation de l'amorçage statique calculés à l'aide de (6.26), la contribution relative de l'émission photo-électronique par rapport à l'émission électronique totale, produite par les ions et les photons; cette contribution est pratiquement nulle dans He, Ne et N₂, de quelques pour-cent dans Ar et Kr et peut atteindre 20% dans Xe et plus de 60% dans H₂. Bien entendu, si le processus secondaire γ_m d'ionisation par l'intermédiaire des atomes métastables participe aussi au développement de l'ionisation, l'amorçage sera observé pour des valeurs du temps de formation τ_m plus grandes et pour des distances d_m plus petites. En principe, de l'analyse de la transition de l'action combinée des atomes métastables, des ions et des photons, à l'action des ions et des photons et de celle-là seulement à l'action des photons, on peut tirer des conclusions concernant la contribution des différents processus secondaires lors de l'émission électronique de la cathode pendant l'amorçage [20]. Une analyse théorique plus détaillée des solutions des équations de continuité (6.20) est entreprise dans [92], [93].

Parmi les différentes méthodes expérimentales utilisant des techniques oscillographiques [94]—[96] pour l'étude du développement temporel de l'ionisation, nous allons considérer la suivante. Une impulsion de radiation ultraviolette d'environ 10^{-7} s, suffisamment forte pour rendre le temps de retard statistique négligeable, libère des photo-électrons à la cathode, déclenchant ainsi des avalanches électroniques; le courant, constitué de la composante électronique et de la composante ionique, est enregistré par un oscillographe en fonction du temps écoulé depuis l'impulsion de radiation (fig. 70). Pour calculer le courant produit par les électrons et les ions, nous utiliserons le fait qu'une particule de charge e , qui se meut à la vitesse u entre deux électrodes planes et parallèles se trouvant

à la distance d , représente un courant électrique $i = eu/d$. Comme nous l'avons vu au § 2, pendant leur parcours à travers le gaz, sous l'influence du champ électrique, n_0 électrons primaires produisent

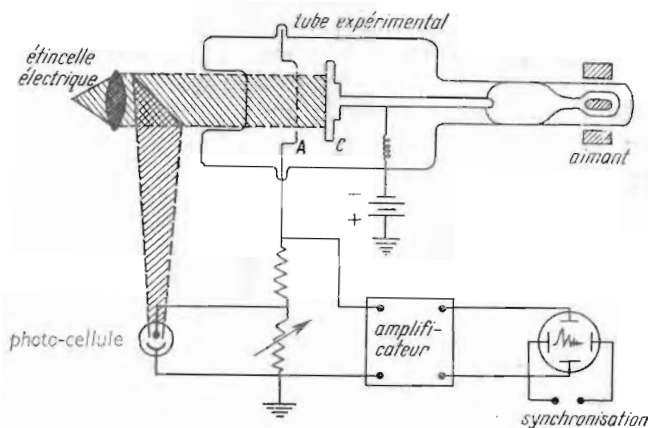


Fig. 70. — Schéma du dispositif expérimental pour l'étude oscillographique du courant électronique et ionique; A — anode, C — cathode.

une avalanche électronique formée de $n = n_0 \exp(\alpha d) = n_0 \exp(\alpha u_e t)$ électrons. Ainsi, le courant électronique engendré par une impulsion produisant n_0 électrons primaires est fourni par

$$j_e(t) = \frac{en_0 u_e}{d} \exp(\alpha u_e t) \quad (6.32)$$

où, en effectuant la moyenne sur l'intervalle de temps $0 \leq t \leq d/u_e$, correspondant au passage des électrons de la cathode à l'anode, on obtient la valeur du courant électronique

$$j_e = \frac{en_0 u_e}{d} \frac{\int_0^{d/u_e} \exp(\alpha u_e t') dt'}{\int_0^{d/u_e} dt'} = \frac{en_0 u_e}{d} \frac{[\exp(\alpha d) - 1]}{\alpha d} \quad (6.33)$$

La grandeur $[\exp(\alpha d) - 1]/\alpha d$ porte le nom d'amplification du courant électronique.

Calculons la composante ionique $j_p(t)$. Immédiatement après l'impulsion électronique initiale, l'avalanche ionique contient $n_0[\exp(\alpha d) - 1]$ ions, et, après un temps t , un nombre $n_0[\exp(\alpha u_p t) - 1]$ d'ions sont arrivés à la cathode; le courant fourni par le restant des ions est alors de

$$j_{1p}(t) = \frac{en_0 u_p}{d} [\exp(\alpha d) - \exp(\alpha u_p t)] \quad (6.34)$$

pour l'intervalle de temps $0 \leq t \leq d/u_p$. Il faut ajouter à ce courant le courant ionique dû aux électrons secondaires émis à la cathode par le processus γ_i . En désignant par $n_p(t)$ le nombre d'ions positifs qui frappent en une seconde la cathode, le courant dû aux électrons secondaires s'obtient en multipliant le courant électronique initial $en_p(t)\gamma_i$ par le facteur d'amplification donné par (6.33),

$$j_c(t) = en_p(t)\gamma_i \frac{[\exp(\alpha d) - 1]}{\alpha d}, \quad (6.35)$$

et le courant ionique secondaire dû aux ions présents au temps t est

$$j_{2p}(t) = \frac{eu_p\gamma_i}{d} \int_0^t n_p(t') \{ \exp(\alpha d) - \exp[\alpha u_p(t - t')] \} dt'. \quad (6.36)$$

La grandeur $n_p(t)$ peut être déterminée en considérant que la variation dans le temps du courant ionique résulte aussi bien de la création de nouveaux ions que de la disparition des ions à la cathode,

$$\frac{dj_p}{dt} = \frac{eu_p}{d} \{ n_p(t)\gamma_i [\exp(\alpha d) - 1] - n_p(t) \}. \quad (6.37)$$

En additionnant (6.34) et (6.36) et en dérivant par rapport à t , on obtient une nouvelle expression pour dj_p/dt , et en utilisant (6.37), nous obtenons l'équation linéaire intégrale

$$n_p(t) = n_0 \alpha u_p \exp(\alpha u_p t) + \gamma_i \alpha u_p \int_0^t n_p(t') \exp[\alpha u_p(t - t')] dt' \quad (6.38)$$

dont la solution est

$$n_p(t) = n_0 \alpha u_p \exp[\alpha u_p(1 + \gamma_i)t], \quad (6.39)$$

ce qui peut être vérifié par substitution directe. En introduisant $n_p(t)$ fourni par la relation (6.39) dans l'expression de $j_c(t)$ donnée par (6.35) et dans l'expression $j_{2p}(t) = j_{1p}(t) + j_{2p}(t)$ donnée par (6.34) et (6.36), on obtient respectivement

$$j_c(t) = \frac{en_0\alpha^2\gamma_i}{d} \gamma_i [\exp(\alpha d) - 1] \exp[\alpha u_p(1 + \gamma_i)t] \quad (6.40)$$

et

$$j_{2p}(t) = \frac{en_0\alpha^2\gamma_i}{d} \left\{ \frac{\gamma_i}{1 + \gamma_i} [\exp(\alpha d) - 1] \exp[\alpha u_p(1 + \gamma_i)t] + \frac{1}{1 + \gamma_i} \exp(\alpha d) \right\}, \quad (6.41)$$

équations valables dans le domaine $0 \leq t \leq d/u_p$. Le courant total est égal à la somme des deux dernières expressions. La fig. 71 représente schématiquement les deux composantes du courant. Des raisonnements similaires aux précédents donnent des expressions quelque peu plus compliquées pour les composantes du courant dans l'intervalle $d/u_p \leq t \leq 2d/u_p$ [033]. Ainsi, la fig. 72 représente le cou-

rant total calculé dans l'intervalle $0 \leq t \leq 2d/u_p$, pour $\alpha d = 1$ et trois valeurs de $\gamma_i \exp(\alpha d)$.

Il est intéressant de remarquer que $j = j_e + j_p$ devient indépendant de t dans l'intervalle $0 \leq t \leq d/u_p$, si le coefficient du terme dépendant du temps s'annule, ou, de manière évidente, si l'on satisfait à la condition

$$\gamma_i = \left[\frac{\exp(\alpha d)}{\exp(\alpha d) - 1} \right]^{1/2} - 1. \quad (6.42)$$

En faisant varier la tension appliquée, la trace laissée sur l'écran de l'oscillographe peut être rendue horizontale, de manière que

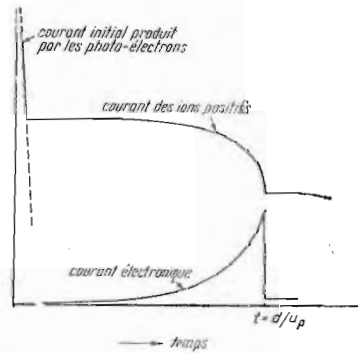


Fig. 71. — Représentation schématique des composantes électronique et ionique du courant.

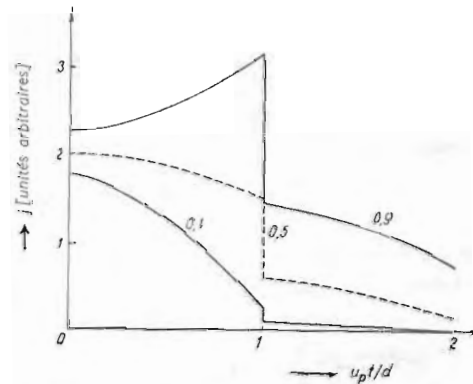


Fig. 72. — Courant total calculé pour $\alpha d = 1$ et pour trois valeurs de $\gamma_i \exp(\alpha d)$: 0,1 ; 0,5 ; 0,9.

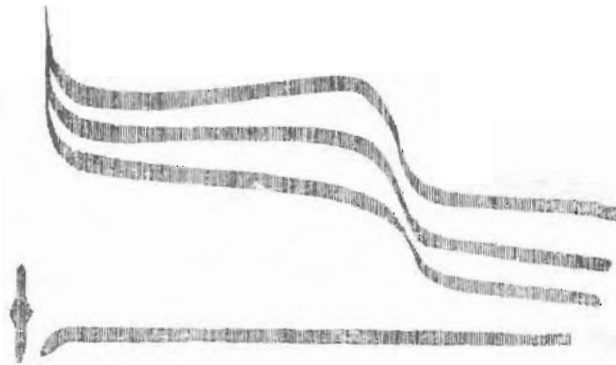


Fig. 73. — Oscillogramme du courant pour des ions de Kr^+ et pour une cathode de Mo, pour les potentiels de 177 V, 182 V et 187 V [96].

(6.42) soit satisfaite pour un d donné, comme on le voit sur l'oscillogramme de la figure 73 ; en connaissant α/p et en utilisant (6.42),

on peut déterminer le coefficient γ_i . Des valeurs de γ_i , obtenues par cette méthode, sont représentées figure 74. Mentionnons aussi que le dispositif expérimental représenté figure 70 peut être également utilisé pour déterminer la vitesse d'entraînement des électrons (com-

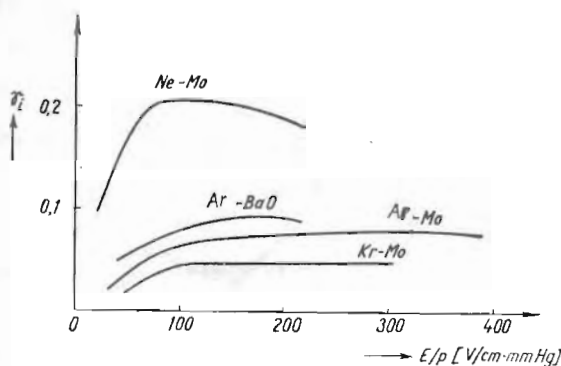


Fig. 74. — Le coefficient γ_i déterminé par la méthode oscillographique à l'aide de la relation (6.42).

posante rapide), ou des ions (composante lente) en se fondant sur des mesures de temps de vol sur la distance d [95], [97], [98].

Nous avons analysé plus haut le développement de l'ionisation pour de faibles valeurs de pd , domaine où la théorie a été plus amplement développée, et les expériences interprétées en détail.

Pour des valeurs de pd élevées, le mécanisme de l'amorçage et l'importance des différents processus d'ionisation secondaires diffèrent de la description précédente, les phénomènes étant expliqués en général à l'aide de la théorie du développement des avalanches électroniques et des streamers (voir § 5). Il résulte des recherches oscillographiques que le temps de formation de l'étincelle à la pression atmosphérique, pour des surtensions $\Delta V_s/V_s$ de quelques pourcent seulement, est très réduit; ce temps correspond au passage de l'électron entre la cathode et l'anode. Ce temps de formation τ_f est déterminé en considérant l'augmentation du courant dans le circuit extérieur à la décharge ou la baisse de tension entre les électrodes.

Une estimation de τ_f est possible [99]: τ_f est le temps au bout duquel l'avalanche électronique atteint une taille critique, les ions présents en tête de l'avalanche avec une densité N_c donnant naissance à un champ de charge d'espace dont la composante radiale est alors comparable au champ électrique appliqué (voir § 5); τ_f est alors donné par

$$\tau_f = \frac{1}{\alpha v_e} \ln N_c \quad (6.43)$$

où α et u_e correspondent au champ électrique d'amorçage $E_s = V_s/d_s$. La concordance entre cette expression simple et les données expérimentales est parfaite; sur la figure 75 est donnée une courbe moyenne $\tau_f = \tau_f(E_s)$. Des temps de formation plus grands que ceux

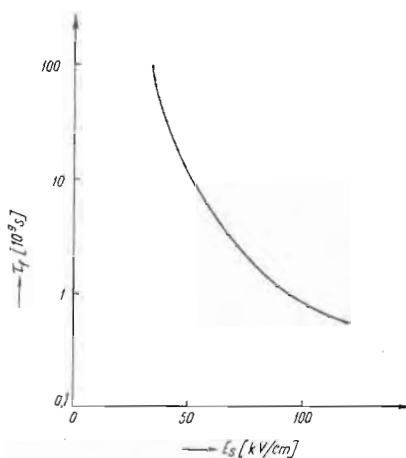


Fig. 75. — Temps de formation de l'étincelle dans l'air, à la pression atmosphérique.

calculés par ce modèle ne s'observent que lorsque la distance d ou le champ appliqué sont trop petits pour que l'avalanche atteigne la dimension critique, plusieurs avalanches étant dans ce cas nécessaires au développement du streamer.

En conclusion, remarquons que, pour des surtensions $\Delta V_s/V_s$ très petites, de l'ordre du dixième du pour-cent, on a observé des temps de formation beaucoup plus élevés, de l'ordre du temps de passage des ions positifs entre l'anode et la cathode [100]—[103], ce qui mène à l'idée que même dans ces conditions les processus γ sont encore actifs.

§7. AMORÇAGE DE LA DÉCHARGE DANS LES GAZ PAR UN CHAMP ÉLECTRIQUE HAUTE FRÉQUENCE

L'ionisation des gaz par un champ électrique alternatif peut différer à bien des égards de l'ionisation en champ continu. Ainsi, lorsque l'amplitude de l'oscillation des électrons est inférieure à la distance entre les électrodes, ceux-ci ne seront pas collectés par les électrodes; les pertes de porteurs de charge sont ainsi réduites. Alors l'ionisation correspondant à l'état stationnaire peut être entretenue par des champs électriques de très faible intensité. Naturellement, dans ces conditions, les processus secondaires aux électrodes ne cons-

tituent pas une condition nécessaire à l'amorçage de la décharge. Même si le bombardement des parois ou des électrodes par les particules chargées, par les photons ou les atomes excités, mène à l'émission d'électrons secondaires, ceux-ci ne contribuent à l'ionisation du gaz que lorsque le champ électrique se trouve dans la direction favorable.

Considérons, pour introduire une première classification, les conditions pour lesquelles les différents processus physiques interviennent de manière prépondérante.

Ainsi, à des pressions très basses, lorsque le libre parcours moyen des électrons l est grand devant la distance entre les électrodes d ou devant le rayon du tube de décharge r , les électrons heurtent beaucoup plus fréquemment les parois du récipient que les molécules du gaz. Dans ces conditions les processus d'émission et de recombinaison sur les parois contrôlent l'amorçage. Pour des dimensions du tube de l'ordre de quelques centimètres, la pression correspondant à ces conditions est approximativement inférieure à 10^{-2} mmHg.

Pour des pressions moyennes et fortes ($l < d, r$) et des fréquences $\omega/2\pi$ basses ($\nu_c \gg \omega$; ν_c — fréquence de collisions de l'électron avec les atomes du gaz), les électrons effectuent de nombreuses collisions pour chaque oscillation du champ électrique; ils acquièrent ainsi une vitesse d'entraînement en phase avec le champ. Si l'amplitude de l'oscillation des électrons est petite par rapport aux dimensions du tube, l'ionisation du gaz est entretenue par les collisions électroniques, et les pertes de charge se produisent surtout par diffusion. Si toutefois l'amplitude de l'oscillation devient grande par rapport aux dimensions du tube, l'amorçage et le maintien de la décharge sont contrôlés par l'émission électronique secondaire des parois ou des électrodes.

En haute fréquence ($\nu_c \ll \omega$), les électrons effectuent entre les collisions de nombreuses oscillations de petite amplitude; il se forme « un nuage stationnaire » qui ne se disperse que grâce à la diffusion. Pour des fréquences extrêmement hautes, lorsque la longueur d'onde devient comparable aux dimensions du tube ou lorsqu'elle est moindre, les électrons se trouvent sous l'influence d'une onde électromagnétique stationnaire, distribuée dans l'espace en fonction de la fréquence des oscillations, de la géométrie du tube et du mode d'excitation de la cavité résonnante.

La superposition de champs électriques ou magnétiques statiques, ou d'un champ électrique alternatif suivant une autre direction, peut influencer considérablement l'amorçage et le maintien de la décharge.

Pour ce qui suit, il est utile de considérer la puissance fournie à l'unité de volume de gaz. Dans le cas des basses fréquences ($\nu_c \gg \omega$), le mouvement de l'électron peut être décrit par une équation de Newton sans terme d'amortissement

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = eE_0 \cos(\omega t + \Phi) \quad (7.1)$$

où $E = E_0 \cos \omega t$ est le champ électrique appliqué dans la direction Ox , et Φ est l'angle de phase du champ au moment $t = 0$ lorsque l'électron libre apparaît. L'intégration de cette équation mène à la vitesse

$$v = \frac{eE_0}{m\omega} \cos\left[\left(\omega t + \Phi\right) - \frac{\pi}{2}\right] + C_1 \quad (7.2)$$

et au déplacement sur Ox

$$x = -\frac{eE_0}{m\omega^2} \cos(\omega t + \Phi) + C_1 t + C_2. \quad (7.3)$$

Par un choix convenable de l'origine des coordonnées, on peut poser $C_2 = 0$. La constante C_1 se détermine également en considérant que $v = 0$ pour $t = 0$

$$C_1 = -\frac{eE_0}{m\omega} \sin \Phi. \quad (7.4)$$

Si $\Phi = 0, \pi, 2\pi, \dots$, c'est-à-dire si l'électron libre apparaît au moment où le champ électrique atteint la valeur maximale, alors son mouvement représente une oscillation harmonique autour d'une position d'équilibre; pour toutes les autres valeurs de Φ , un mouvement de translation se superpose aussi au mouvement oscillatoire. On voit aussi sur (7.3) que la vitesse et le champ sont en quadrature. C'est pour cette raison que la puissance P , dépensée par la source extérieure, moyennée sur une période $T = 2\pi/\omega$, est nulle

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T j(t) E(t) dt = \frac{en}{T} \int_0^T v(t) E(t) dt = 0, \quad (7.5)$$

n étant la concentration d'électrons. D'après (7.5) un électron qui se meut sans collision ne prend, en moyenne, aucune énergie au champ, cédant intégralement celle qu'il acquiert pendant une demi-période dans la demi-période suivante.

Ce n'est que grâce aux collisions que l'électron peut acquérir de l'énergie dans un champ électrique haute fréquence. Pour montrer ceci, considérons l'équation du mouvement de l'électron moyen [040] en tenant compte des collisions

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + \nu_c m \frac{dx}{dt} = e E_0 \cos(\omega t + \Phi). \quad (7.6)$$

En intégrant, on obtient

$$v = A \omega \cos(\omega t + \Phi - \chi) - C_1 \nu_c e^{-\nu_c t} \quad (7.7)$$

et

$$x = A \sin(\omega t + \Phi - \chi) + C_1 e^{-\nu_c t} + C_2 \quad (7.8)$$

(les composantes exponentielles s'annulent rapidement), où

$$\chi = \text{arc tg} (\nu_c / \omega),$$

$$A = \frac{eE_0}{m\omega\sqrt{\nu_c^2 + \omega^2}}, \quad (7.9)$$

et les constantes d'intégration se déterminent comme précédemment, c'est-à-dire que $C_2 = 0$ et

$$C_1 = \frac{A\omega}{\nu_c} \cos (\Phi - \chi). \quad (7.10)$$

Pour introduire la notion de champ efficace E_{ef} [024], [104], considérons la puissance dissipée lors du passage d'un courant continu : $P = jE = envE$. Etant donné que la vitesse de dérive des électrons est fournie par $v = eE/m\nu_c = \mu_c E$ (μ_c — mobilité des électrons), en courant continu, la puissance dissipée s'écrit

$$P = \frac{e^2 n}{m\nu_c} E^2. \quad (7.11)$$

De façon analogue à (7.5), mais en utilisant (7.7), la puissance moyenne dissipée lors du passage du courant haute fréquence est donnée par une expression similaire à (7.11), mais avec E remplacé par le champ efficace

$$E_{ef}^2 = \frac{1}{2} E_0^2 \frac{\nu_c^2}{\nu_c^2 + \omega^2}. \quad (7.12)$$

On voit sur cette expression que l'efficacité du champ alternatif en ce qui concerne l'énergie cédée par la décharge est d'autant plus grande que la fréquence de collisions est plus grande; pour $\nu_c \gg \omega$, $E_{ef} = E_0 / \sqrt{2}$. Au contraire, pour $\nu_c \ll \omega$, le champ est peu efficace. En conclusion, l'électron peut acquérir de l'énergie dans un champ haute fréquence uniquement par collisions avec les atomes du gaz, qui transforment le mouvement oscillatoire ordonné en un mouvement désordonné; en moyenne, l'électron acquiert de l'énergie qu'il se meuve dans le sens du champ ou contre celui-ci, l'énergie absorbée étant proportionnelle au carré du champ, donc indépendante de son signe.

Il est intéressant de remarquer ici qu'en utilisant l'expression de la vitesse (7.7) et en ajoutant au courant de conduction le courant de déplacement $\varepsilon_0 \partial E / \partial t$ (ε_0 — la constante diélectrique du gaz non ionisé), on obtient la densité totale du courant

$$j_{tot} = \frac{e^2 n \nu_c E_0}{m(\nu_c^2 + \omega^2)} \cos (\omega t + \Phi) + \frac{e^2 n \omega E_0}{m(\nu_c^2 + \omega^2)} \sin (\omega t + \Phi) - \varepsilon_0 \omega E_0 \sin (\omega t + \Phi). \quad (7.13)$$

En comparant (7.13) à l'expression macroscopique du courant total en un milieu de conductibilité σ et de constante diélectrique ε

$$j_{\text{tot}} = \sigma E + \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t}, \quad (7.14)$$

nous pouvons considérer de manière classique soit une conductibilité réelle et une constante diélectrique données par

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{e^2 n \nu_c}{m(\nu_c^2 + \omega^2)}, \\ \varepsilon &= \varepsilon_0 - \frac{e^2 n}{m(\nu_c^2 + \omega^2)}, \end{aligned} \quad (7.15)$$

soit une conductibilité complexe $\sigma_r + i\sigma_i$,

$$\begin{aligned} \sigma_r &= \frac{e^2 n \nu_c}{m(\nu_c^2 + \omega^2)}, \\ \sigma_i &= \frac{e^2 n \omega}{m(\nu_c^2 + \omega^2)}, \end{aligned} \quad (7.16)$$

et $\varepsilon = \varepsilon_0$.

La théorie présentée suppose que le mouvement d'un électron est représentatif du mouvement global; elle a été utilisée dans de nombreux travaux [105]—[108] sous différentes formes. Une autre théorie plus rigoureuse prend comme point de départ l'équation cinétique des gaz (voir § 14).

L'amorçage de la décharge dans un champ électrique haute fréquence a lieu, en général, lorsque la production d'électrons par ionisation du gaz devient égale aux pertes d'électrons par diffusion, recombinaison, capture. Dans ce qui suit nous analyserons successivement quelques régimes d'amorçage.

Amorçage contrôlé par diffusion [024], [111], [112]. Ce type d'amorçage intervient lorsque le libre parcours moyen des électrons et l'amplitude de leur oscillation sont beaucoup plus petits que les dimensions du tube. Pour des dimensions du tube de l'ordre de quelques centimètres, ces conditions sont approximativement satisfaites pour des pressions plus grandes que 10^{-2} mmHg et pour des fréquences supérieures à 10² MHz, l'apparition de la décharge stationnaire étant conditionnée par la concurrence de deux processus: d'une part, l'augmentation de la concentration des électrons due à l'ionisation du gaz par les électrons accélérés dans le champ électrique, et, d'autre part, par la diminution de la concentration des électrons due à la diffusion (les pertes par recombinaison sont d'habitude négligeables, à l'exception des densités de charge très élevées).

Compte tenu de ces considérations, l'équation de continuité pour les électrons s'écrit

$$\frac{\partial n}{\partial t} = S + \nu_i n + \operatorname{div} \operatorname{grad}(D_e n), \quad (7.17)$$

où S est le nombre d'électrons produits par seconde et par centimètre cube par une éventuelle source de radiation extérieure, $\nu_i n$ est le nombre d'ionisations par seconde et centimètre cube dues aux collisions électroniques, et $\operatorname{div} \operatorname{grad}(D_e n)$ décrit les pertes par diffusion. Si nous considérons un coefficient de diffusion D_e des électrons identique dans tout le tube (la température des électrons T_e et le champ électrique étant homogènes), dans le cas de deux plaques parallèles infinies (7.17) devient

$$\frac{\partial n}{\partial t} = S + \nu_i n + D_e \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}. \quad (7.18)$$

En supposant que l'amorçage se produit lentement, la variation $\partial n / \partial t$ est négligeable; alors la solution qui satisfait à la condition $n = 0$ sur les plaques ($x = \pm d/2$) est

$$n = \frac{(4S/\pi) \cos(\pi x/d)}{(\pi/d)^2 D_e - \nu_i} \quad (7.19)$$

où d est la distance entre les plaques, et x la distance comptée à partir du plan médian. En partant de (7.19) on voit que la concentration des électrons atteint des valeurs très grandes, indépendantes de l'agent ionisant extérieur, lorsque

$$\frac{\nu_i}{D_e} = \frac{1}{L^2} \quad (7.20)$$

où

$$\frac{1}{L^2} = \left(\frac{\pi}{d}\right)^2, \quad (7.21)$$

L étant la longueur de diffusion caractéristique, fonction de la géométrie du tube de décharge. Pour un cylindre de longueur d et de rayon r on obtient

$$\frac{1}{L^2} = \left(\frac{\pi}{d}\right)^2 + \left(\frac{2,405}{r}\right)^2 \quad (7.22)$$

ou pour deux plaques parallèles de largeur a et infiniment longues, séparées par la distance d ,

$$\frac{1}{L^2} = \left(\frac{\pi}{d}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{a}\right)^2. \quad (7.23)$$

Remarquons que (7.20) se déduit aussi directement en considérant les valeurs propres de l'équation régissant l'état stationnaire

$\nu_i n + D_e d^2 n / dx^2 = 0$. L'équation (7.20) donne la condition d'amorçage de la décharge. En général, ν_i et D_e augmentent avec la température des électrons T_e , donc avec le champ électrique appliqué. La valeur du champ qui satisfait à la condition (7.20) est nommée valeur d'amorçage. Trouvons maintenant la relation entre cette valeur et d'autres paramètres de la décharge dans le cas de parois planes, parallèles et infinies, d'une pression élevée et lorsque la fréquence d'ionisation ν_i s'exprime en fonction des coefficients d'ionisation de Townsend α et η , de la vitesse d'entraînement v , ou de la mobilité μ_e , par les relations (§ 2)

$$\nu_i = \alpha v = \alpha \mu_e E = \eta \mu_e E^2. \quad (7.24)$$

En employant (7.20), (7.21), (7.24) et la relation d'Einstein $\mu_e / D_e = e / k T_e$, nous obtenons pour le champ d'amorçage l'expression

$$\frac{E}{p} = \frac{\pi^2 k T_e}{e(\alpha/p)(pd)^2}. \quad (7.25)$$

Il est intéressant de mentionner que, par analogie avec le coefficient de Townsend pour l'ionisation en champ continu

$$\eta = \frac{\nu_i}{\mu_e E^2}, \quad (7.26)$$

la perte d'électrons étant fonction de la mobilité, on peut introduire un coefficient d'ionisation pour la décharge haute fréquence,

$$\zeta = \frac{\nu_i}{D_e E^2_{ef}}, \quad (7.27)$$

la perte d'électrons étant fonction de la diffusion. De (7.20) et (7.27) on tire

$$\zeta = \frac{1}{L^2 E^2_{ef}}. \quad (7.28)$$

Remarquons toutefois que pour le calcul de η il est nécessaire de connaître la fonction de distribution en champ continu, et pour celui de ζ , la fonction de distribution dépendant du champ haute fréquence [109], [110]; on peut pourtant écrire l'approximation $\eta / \zeta = D_e / \mu_e = k T_e / e$.

La majorité des déterminations expérimentales du champ d'amorçage ont été effectuées dans des cavités résonnantes. Les valeurs trouvées sont en accord avec la théorie pour l'hydrogène, l'hélium, le néon; on a pu, pour ces gaz, déterminer la fonction de distribution des électrons soumis à un champ haute fréquence, en tenant compte à la fois des collisions élastiques et inélastiques. Quelques résultats typiques sont donnés figures 76 et 77.

Des arguments physiques simples nous permettent de nous rendre compte de la manière dont varie le champ d'amorçage. Ainsi,

plus le tube est grand, plus la distance entre les électrodes est importante et plus le champ d'amorçage est petit, la probabilité pour qu'un électron ionise le gaz avant de se recombiner sur les parois augmentant.

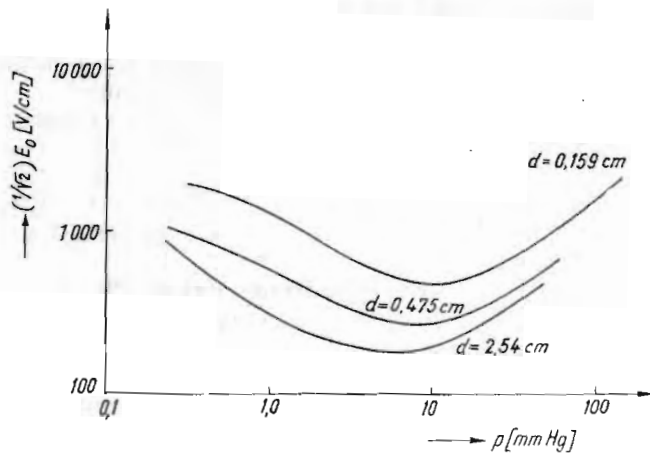


Fig. 76. — Champ d'amorçage en haute fréquence (3 000 MHz) dans l'hydrogène.

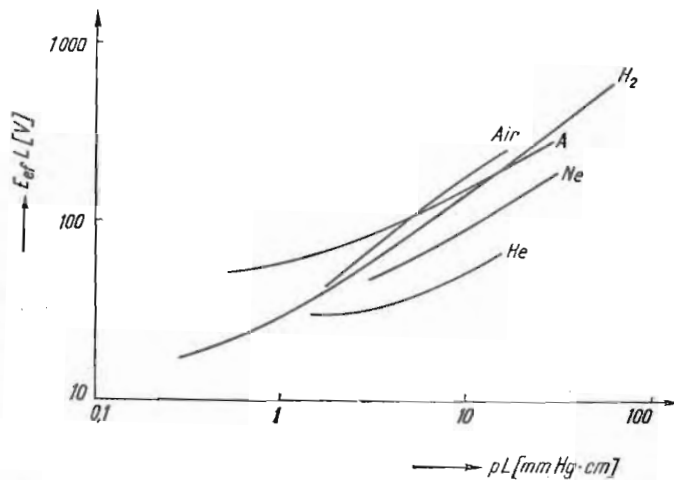


Fig. 77. — Courbes de Paschen pour l'amorçage de la décharge de haute fréquence.

En outre, la dépendance du champ d'amorçage vis-à-vis de la pression du gaz présente un minimum résultant de l'action de deux processus contraires : d'une part, aux basses pressions (ou en haute fréquence), le champ d'amorçage augmente lorsque la pression diminue, donc avec v_c , puisque E_{ef} devient moins efficace, et, d'autre part, aux

hautes pressions (ou en basse fréquence), le champ d'amorçage augmente avec la pression (tout comme sur la branche droite de la courbe de Paschen habituelle), puisque l'énergie acquise par les électrons sur le libre parcours moyen diminue. Par analogie avec l'amorçage en courant continu, la dépendance de $E_{cr}L$ vis-à-vis de pL porte toujours le nom de courbe de Paschen.

En général, le champ d'amorçage dépend du potentiel d'ionisation, de la longueur de diffusion, de la longueur d'onde et de la pression. Nous avons donc cinq variables avec seulement deux dimensions fondamentales : le volt et le centimètre ; ceci mène à trois variables indépendantes sans dimensions qui sont reliées entre elles. Il est utile d'employer, pour l'étude de l'amorçage, les grandeurs EL , pL , $p\lambda$ ou EL , E/p , $p\lambda$, λ étant la longueur d'onde du champ appliqué.

Analysons les limites de validité des hypothèses faites ci-dessus dans la théorie de diffusion de l'amorçage de la décharge dans le gaz.

Nous avons supposé le champ H. F. homogène dans tout l'espace de la décharge ; cette condition peut s'écrire pour deux plaques parallèles, infinies, $\lambda/2 = d$, ou, pour tout autre géométrie, $\lambda = 2\pi L$, c'est-à-dire

$$p\lambda = 2\pi pL. \quad (7.29)$$

Voilà donc la limite pour laquelle le champ cesse d'être uniforme.

La théorie de la diffusion cesse de même d'être valable lorsque le libre parcours moyen $l = 1/Qp$ devient comparable à la longueur de diffusion, c'est-à-dire lorsque

$$pL = 1/Q. \quad (7.30)$$

La section efficace Q dépend certainement de l'énergie de l'électron, mais nous supposons que l'énergie de l'électron moyen est d'environ le tiers de l'énergie d'ionisation ; ainsi pour l'hydrogène $Q = 49$ (cm. mmHg)⁻¹. La condition (7.30) donne la valeur limite du libre parcours moyen.

Remarquons que la condition $v_e = \omega$ correspondant au passage du domaine plusieurs collisions dans une période d'oscillation, au domaine plusieurs oscillations entre deux collisions consécutives peut s'écrire

$$p\lambda = \frac{2\pi c}{\bar{v}Q(\bar{v})}. \quad (7.31)$$

Pour l'hydrogène, cette condition de transition collision-fréquence est fournie par $p\lambda = 32$.

Enfin, une autre limite de la théorie de la diffusion appliquée à l'amorçage vient de ce que l'amplitude de l'oscillation (donc le champ électrique également) doit être petite devant les dimensions du tube, sinon les électrons heurtent les parois du tube à chaque demi-

période. En utilisant les valeurs fournies par (7.8) et (7.9), cette limite de l'amplitude d'oscillation s'écrit

$$\frac{\sqrt{2} e E_{ef}}{m \omega v_c} = \frac{d}{2} = \frac{\pi L}{2} \quad (7.32)$$

ou

$$p \lambda = \frac{\pi^2 m c \bar{v} Q(\bar{v})}{\sqrt{2} e} \frac{p L}{E_{ef} / p} \quad (7.33)$$

Pour l'hydrogène (7.33) s'écrit $p \lambda = 10^6 p L / (E_{ef} / p)$.

La théorie de la diffusion exposée ci-dessus pour des champs homogènes a été étendue aussi aux champs non homogènes et, notamment, pour des cavités cylindriques et sphériques et pour des électrodes cylindriques coaxiales. La condition d'amorçage est la même :

$$v_i n + \text{div grad } (D_e n) = 0, \quad (7.34)$$

à la seule différence que, cette fois, il faut tenir compte de la non-homogénéité du coefficient de diffusion D_e , qui dépend du champ par l'intermédiaire de la température T_e . En introduisant le coefficient d'ionisation en haute fréquence, la condition (7.34) devient

$$\text{div grad } (D_e n) + \zeta E^2 (D_e n) = 0. \quad (7.35)$$

La solution de cette équation pour diverses géométries, avec ζ déduit des mesures effectuées dans un champ homogène, est en parfait accord avec les données expérimentales.

Considérons brièvement, dans ce qui suit, l'influence d'un champ électrique ou magnétique statique, superposé au champ haute fréquence. En ajoutant un champ électrique continu E_c dans la direction Ox , aux pertes d'électrons par diffusion s'ajoutent les pertes dues au mouvement d'entraînement, ce qui, naturellement, conduit à une augmentation du champ d'amorçage. En effet, en introduisant l'expression du courant d'électrons $\vec{j}/e = n \mu_e \vec{E}_c + D_e \text{ grad } n$ dans l'équation de continuité en régime stationnaire ($\partial n / \partial t = 0$), $\text{div } \vec{j} + v_i n = 0$, on obtient l'équation d'amorçage

$$\text{div grad } n + \frac{\mu_e E_c}{D_e} \frac{\partial n}{\partial x} + \frac{v_i}{D_e} n = 0, \quad (7.36)$$

qui admet des solutions avec n fini à l'intérieur et nul aux parois, uniquement lorsque la condition d'amorçage $v_i / D_e = 1 / L_c^2$ est satisfaite; la nouvelle longueur de diffusion L_c est pourtant plus petite que celle non perturbée par le champ continu, conformément à la relation

$$\frac{1}{L_c^2} = \frac{1}{L^2} + \left(\frac{\mu_e E_c}{2 D_e} \right)^2. \quad (7.37)$$

La figure 78 représente l'augmentation relative du champ d'amorçage due aux pertes supplémentaires d'électrons entraînés par le champ continu.

En ce qui concerne l'amorçage en haute fréquence, avec un champ magnétique statique B , nous mentionnerons différents facteurs qui mènent, dans certaines conditions, à une forte diminution du champ

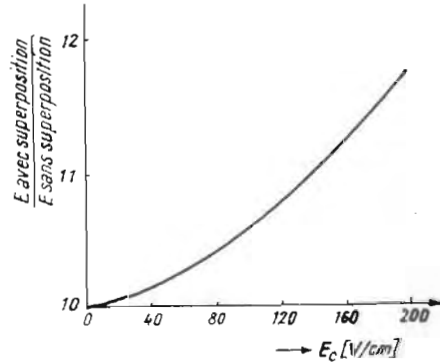


Fig. 78. — Augmentation relative du champ d'amorçage en présence d'un champ continu (air, $p = 38$ mmHg).

d'amorçage. Ainsi, à basse pression ($\nu_e \ll \omega$, $\omega_b = (e/c) \cdot B/m$), le coefficient de diffusion $D_{e\perp}$, dans une direction perpendiculaire au champ magnétique, est plus faible que le coefficient de diffusion en l'absence de champ magnétique, dans le rapport

$$\frac{D_{e\perp}}{D_e} = \frac{1}{1 + \omega_b^2/\nu_e^2}. \quad (7.38)$$

Par conséquent, la condition d'amorçage dans un champ magnétique transversal s'écrit

$$\frac{\nu_i}{D_e} = \frac{\pi^2}{d^2(1 + \omega_b^2/\nu_e^2)} \left(= \frac{1}{L_b^2} \right) \quad (7.39)$$

dans le cas où (7.21) est valable et

$$\frac{\nu_i}{D_e} = \left(\frac{\pi}{d^2} \right)^2 + \left(\frac{2,405}{r} \right)^2 \frac{1}{1 + \omega_b^2/\nu_e^2} \left(= \frac{1}{L_b^2} \right) \quad (7.40)$$

dans le cas de (7.22). La valeur du coefficient de diffusion, perpendiculairement à la direction du champ, diminuant, les longueurs de diffusion sont alors augmentées dans cette même direction. De même, le phénomène de résonance à $\omega = \omega_b$ s'accroît avec la diminution de la pression, lorsque l'amplitude de l'oscillation et la vitesse des électrons (donc l'énergie cinétique) dans un plan perpendiculaire au champ magnétique augmentent dans le temps, n'étant plus limitées que par les collisions avec les atomes du gaz ou les parois du récipient. Ce phénomène de résonance conduit donc à une augmentation

prononcée de l'ionisation du gaz pour des valeurs faibles de la pression. Ce fait est confirmé par l'expérience, comme on le voit sur la figure 79 qui reproduit le champ d'amorçage dans un mélange d'hélium et de quelques pour-cent de vapeurs de mercure (ce mélange jouit de la propriété suivante : grâce à l'effet Penning [242], le potentiel d'ionisation correspond à une énergie de 19,8 V, énergie d'exci-

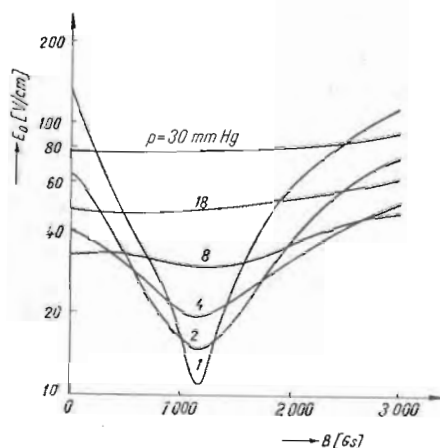


Fig. 79. — Influence du champ magnétique transversal sur l'amorçage dans le mélange He-Hg.

tation du niveau métastable de l'hélium). Du fait des collisions, le phénomène de résonance disparaît lorsque la pression augmente.

Amorçage contrôlé par formation d'ions négatifs [113]–[115]. L'équation de conservation des électrons (7.17) peut s'écrire sous une forme plus générale

$$\frac{\partial n}{\partial t} = S + \nu_i n - \nu_p n, \quad (7.41)$$

où ν_p représente les mécanismes de perte d'électrons. En particulier, si en plus des pertes par diffusion, les électrons sont capturés par des molécules électronégatives (formation d'ions négatifs), alors

$$\nu_p n = \nu_a n - D_e \operatorname{div} \operatorname{grad} n, \quad (7.42)$$

où ν_a est la fréquence de capture. Introduisant l'agent ionisant extérieur S par l'intermédiaire de la condition initiale $t = 0$, $n = n_0$, les deux dernières équations fournissent

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \nu_i n - \nu_a n + \operatorname{div} \operatorname{grad} n. \quad (7.43)$$

En considérant la diffusion entre deux plaques parallèles infinies, distantes de d , la concentration d'électrons est de la forme $\cos(\pi x/d)$; alors le terme $\operatorname{div} \operatorname{grad} n$ peut être remplacé en première ap-

proximation par $(-\pi^2 n/d)$ et l'équation (7.43) devient

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \left(\nu_i - \nu_a - \frac{\pi^2 D_e}{d^2} \right) n. \quad (7.44)$$

La condition d'amorçage de la décharge est comme d'habitude $\partial n/\partial t = 0$, c'est-à-dire

$$\frac{\nu_i}{D_e} = \left(\frac{\pi}{d} \right)^2 + \frac{\nu_a}{D_e}. \quad (7.45)$$

En utilisant les expressions des fréquences d'ionisation en fonction des coefficients d'ionisation

$$\nu_i = \alpha \mu_e E_{ef}, \quad \nu_a = \beta \mu_e E_{ef}, \quad (7.46)$$

ainsi que la relation d'Einstein $\mu_e/D_e = e/kT_e$, la condition d'amorçage (7.45) devient

$$\frac{\alpha}{p} = \frac{\beta}{p} + \frac{\pi^2 k T_e}{e} \frac{1}{(pd)^2 (E_{ef}/p)}. \quad (7.47)$$

En utilisant les grandeurs α/p , β/p et T_e , qui sont fonctions de E_{ef}/p , la formule (7.47) est en accord avec l'expérience, comme on le voit fig. 80, où les mesures ont été faites dans de l'oxygène à une fréquence

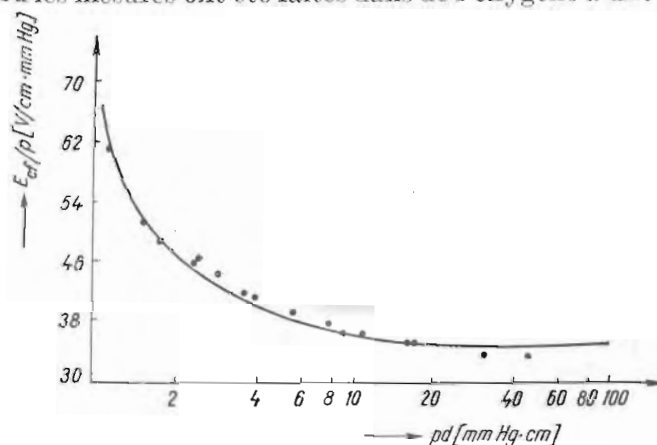


Fig. 80. — Champ d'amorçage dans l'oxygène. Les points représentent les données expérimentales, et la courbe pleine est calculée par la relation (7.45).

de 3 000 MHz, dans une cavité résonnante avec $d = 0,635$ cm et dans un domaine de pressions compris entre 2 et 70 mmHg. Des résultats similaires ont été aussi obtenus pour l'air.

Amorçage contrôlé par mobilité. L'équation (7.33) donne la limite de l'amplitude de l'oscillation, celle-ci étant alors comparable aux dimensions du tube de décharge. En dépassant cette limite on sort du

régime contrôlé par diffusion ; un nouveau mécanisme de perte d'électrons intervient. Le nuage d'électrons entraîné à une vitesse de dérive (la pression étant dans ce régime relativement grande : $v_e \gg \omega$), due à la grande amplitude de l'oscillation, traverse complètement le tube de décharge, se heurtant pendant chaque demi-période aux parois. La valeur minimale du champ d'amorçage croît brusquement

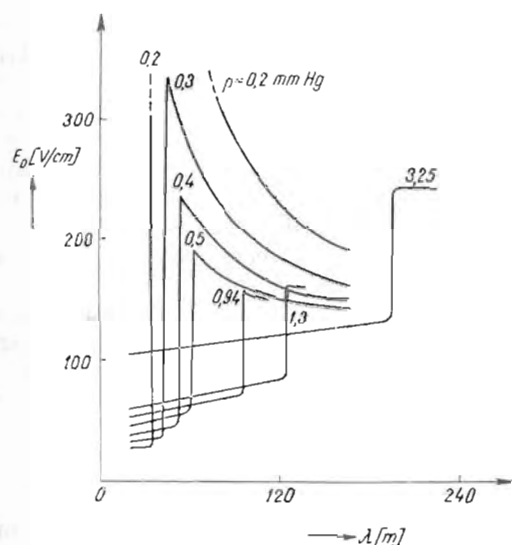


Fig. 81. — Limite de l'amplitude d'oscillation dans l'hydrogène.

pour compenser le nouveau mécanisme de perte d'électrons, comme on peut s'en rendre compte fig. 81 dans le cas de l'hydrogène, pour un tube cylindrique dont les extrémités sont planes [111].

Il est intéressant de remarquer que la décharge s'allume même pour des longueurs d'onde correspondant à des amplitudes d'oscillations supérieures aux dimensions du tube. On constate, par des arguments physiques simples, confirmés par les données expérimentales pour l'hydrogène, que la perte d'électrons aux parois est partiellement compensée dans ce domaine par l'émission électronique secondaire due au bombardement des parois par l'ion H_2^+ [116]. En effet, comme il ressort des équations (7.7) et (7.9), l'amplitude d'oscillation de la vitesse d'entraînement des ions positifs est

$$v = \frac{eE_0}{M\sqrt{v_e^2 + \omega^2}}, \quad (7.48)$$

M étant la masse de l'ion qui provoque l'émission électronique secondaire. En supposant une vitesse maximale constante v_{max} à l'amorçage,

(7.48) fournit une relation linéaire entre E_0^2 et ω^2 , confirmée par l'expérience. De plus, en extrapolant les résultats pour $\omega = 0$, à partir de (7.48) on obtient pour la mobilité des ions la valeur $\mu = e/Mv_c^r = E_0(0) v_{max}$, en accord avec la valeur de la mobilité des ions $H_{\frac{1}{2}}$.

Amorçage contrôlé par résonance des électrons secondaires. Après l'étude de l'amorçage contrôlé par mobilité des électrons et des ions à des pressions relativement élevées, nous analyserons le cas des pressions basses, lorsque le libre parcours moyen des électrons est grand devant les dimensions du récipient, l'ionisation du gaz devenant ainsi peu probable. Dans des conditions optimales, le mouvement des électrons d'une paroi à l'autre doit se trouver en phase avec le champ, et l'énergie de ceux-ci doit être suffisante pour provoquer l'émission d'électrons secondaires [117]—[119]; alors le champ d'amorçage dépend presque exclusivement du matériau qui constitue les électrodes (ou les parois dans une décharge sans électrodes) et de la géométrie, et est indépendant de la nature et de la pression du gaz.

Soit $E = E_0 \sin \omega t$ le champ sinusoïdal appliqué dans la direction Ox . Supposant que les électrons partent d'une paroi avec la vitesse initiale v_0 (pour $x = 0$) et avec une différence de phase Φ par rapport au champ, ils acquièrent une vitesse qui satisfait à l'équation

$$m \frac{dv}{dt} = eE_0 \sin(\omega t + \Phi). \quad (7. \quad)$$

Supposant qu'ils arrivent à la paroi opposée ($x = d$) après une demi-période, leur vitesse est

$$v = v_0 + \frac{2eE_0}{m\omega} \cos \Phi. \quad (7.50)$$

En intégrant encore une fois (7.49) et en supposant que la distance parcourue en une demi-période est égale à la distance d entre les parois, on obtient

$$d = \frac{\pi v_0}{\omega} + \frac{eE_0}{m\omega^2} (\pi \cos \Phi + 2 \sin \Phi). \quad (7.51)$$

En faisant apparaître, dans la dernière équation, le champ électrique, on obtient

$$E_0 = \frac{\omega^2 d - \pi v_0 \omega}{(e/m)(\pi \cos \Phi + 2 \sin \Phi)}. \quad (7.52)$$

Il est utile, afin de réduire le nombre des paramètres, de supposer qu'il existe un rapport constant entre la vitesse à l'arrivée et la vitesse d'émission, $v/v_0 = k$, de sorte que (7.50) et (7.52) fournissent

$$v = \frac{k}{k-1} \frac{2eE_0 \cos \Phi}{m\omega}, \quad (7.53)$$

et

$$E_0 = \frac{\omega^2 d}{\frac{e}{m} \left(\frac{k+1}{k-1} \pi \cos \Phi + 2 \sin \Phi \right)} \quad (7.54)$$

Pour ω et d donnés, la valeur de E_0 dans la dernière expression présente un minimum lorsque la parenthèse du dénominateur est maximale, c'est-à-dire pour

$$\Phi = \arctan \left(\frac{2}{\pi} \cdot \frac{k-1}{k+1} \right). \quad (7.55)$$

De (7.53) et (7.54) on tire l'expression de la fréquence

$$f = \frac{k-1}{k\pi d \cos \Phi} \left(\frac{u}{8m} \right)^{1/2} \left(\frac{k+1}{k-1} \pi \cos \Phi + 2 \sin \Phi \right) \quad (7.56)$$

où $u = mv^2/2$ est l'énergie cinétique des électrons arrivant sur les parois.

On verra que la théorie exposée plus haut est en accord avec les données expérimentales [118], traduites figure 82, a. La branche inférieure ABC correspond à l'augmentation du champ électrique jusqu'à la valeur de l'amorçage; la branche supérieure CD, à l'augmentation

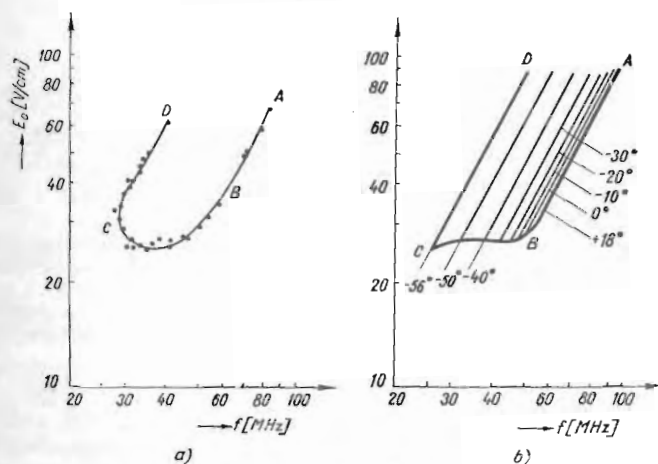


Fig. 82. a) Mesures expérimentales du champ d'amorçage dans l'hydrogène à une pression inférieure à 10^{-7} mmHg. b) Résultats des calculs pour $d = 3$ cm, $k = 3$, $u = 60$ eV; les courbes en traits plus épais délimitent la région théorique d'amorçage.

brutale du champ électrique et à sa diminution jusqu'à l'amorçage. L'équation (7.54) correspond, pour une phase donnée, à la pente 2 dans la représentation ($\lg E_0, \lg \omega$). En supposant que la partie quasi-linéaire AB de la branche expérimentale inférieure correspond au champ minimal nécessaire pour déplacer les électrons d'une paroi

à l'autre en une demi-période, l'accord de la théorie avec l'expérience est satisfaisant pour $k = 3$, $\Phi = +18^\circ$ ($d = 3$ cm). Pour des phases plus petites que $+18^\circ$ et négatives, on peut tracer différents graphiques, représentant le temps de transit des électrons en une demi-période, selon les valeurs de la phase (fig. 82, b). On peut calculer, à partir de l'équation (7.56), la fréquence correspondant à chaque valeur de la phase Φ pour une énergie d'arrivée u donnée; le calcul concorde avec l'expérience si l'on prend $u = 60$ eV (ceci correspond au segment BC).

Dans bien des déterminations du champ d'amorçage, on n'a pas utilisé le procédé indiqué ci-dessus pour obtenir la branche supérieure. Ainsi, au point C apparaît un segment vertical, la fréquence correspondante ayant le nom de fréquence de « coupure ». Cette fréquence de coupure, f_i , peut être calculée à partir de (7.56) si nous introduisons la phase correspondant à la branche supérieure CD (phase de coupure, Φ_i). Alors pour des valeurs de k , Φ_i et u données, f_i est voisin de $1/d$, ce qui est vérifié expérimentalement.

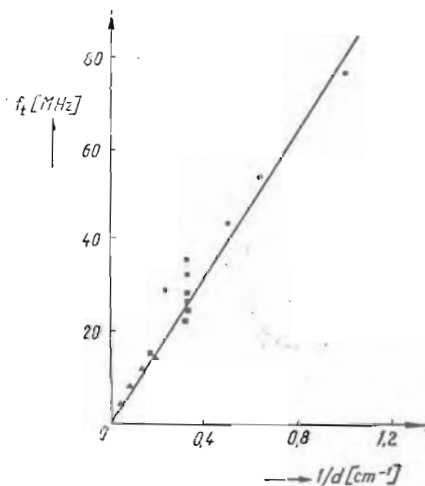


Fig. 83. — Fréquence de coupure en fonction de l'inverse de la distance entre les électrodes; les signes indiquent des données expérimentales obtenues par divers auteurs.

Enfin, mentionnons encore qu'en superposant un champ magnétique suffisamment puissant pour rejeter les électrons vers la surface dont ils sont partis et si l'énergie acquise par ceux-ci dans le champ électrique haute fréquence est suffisante pour provoquer une émission électronique secondaire, alors l'amorçage de la décharge contrôlée par la résonance des électrons secondaires à une seule paroi du tube est possible.

Amorçage de la décharge dans les gaz sous l'action d'un faisceau laser [120]. Le développement de la technique des lasers a ouvert la possibilité d'étudier l'interaction d'un faisceau très intense de lumière cohérente avec la matière, dans le domaine des fréquences optiques. On en obtient le moyen en focalisant un faisceau de lumière fourni

par un générateur optique à modulation du facteur de qualité, qui fonctionne en régime d'impulsions géantes. Les caractéristiques typiques de ces impulsions sont : une durée de 20–40 ns, possibilité de focalisation sur une dimension de 10^{-3} – 10^{-2} cm, flux de l'énergie rayonnée dans le plan focal de l'ordre de 10^{11} W/cm² et densité de flux de photons d'environ 10^{30} photons/cm²s pour un générateur à rubis.

Les expériences montrent qu'à l'aide de telles impulsions de lumière, le gaz se trouvant dans le volume focal s'ionise fortement et produit un plasma lumineux ressemblant à l'étincelle électrique, bien

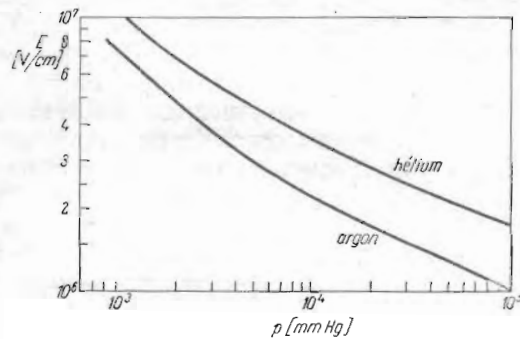


Fig. 84. — Champ électrique critique d'amorçage dans l'hélium et dans l'argon sous l'action d'un faisceau laser.

que les gaz étudiés (argon, hélium, air, etc.) soient tout à fait transparents aux fréquences optiques. Dans les conditions données, l'amorçage « optique » des gaz a lieu pour une intensité lumineuse qui dépasse une certaine valeur critique. En caractérisant l'intensité de la radiation par l'intensité du champ électrique de l'onde électromagnétique, on donne, figure 84, les valeurs mesurées pour le champ critique (dans l'hélium et dans l'argon) en fonction de la pression du gaz ; il en résulte, généralement, des valeurs du champ critique d'amorçage « optique » dans l'intervalle 10^6 – 10^7 V/cm.

L'amorçage des gaz dans le domaine des fréquences optiques présente quelques traits similaires à l'amorçage en champ électrique haute fréquence. En général, l'énergie moyenne d'un électron libre dans le champ électrique variable de l'onde reste constante et égale à $\varepsilon = e^2 E^2 / 2m\omega^2$. Comme nous l'avons montré au début de ce paragraphe, l'absorption de l'énergie dans le champ haute fréquence et l'augmentation correspondante de l'énergie cinétique des électrons ont lieu seulement par collisions avec les atomes du gaz. La vitesse d'accroissement de l'énergie thermique de l'électron est donnée alors par l'expression

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{e^2 E^2}{m\omega^2} \nu_c \frac{\omega^2}{\omega^2 + \nu_c^2}, \quad (7.57)$$

ou, dans le cas des fréquences optiques ($\omega^2 \gg \nu_c^2$),

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{E^2 e^2}{m\omega^2} \nu_c. \quad (7.58)$$

On voit ainsi que l'énergie absorbée par l'électron lors de chaque collision est du même ordre que l'énergie ε d'oscillation de l'électron dans le champ. En considérant une équation cinétique quantique pour la fonction de distribution des électrons, interagissant avec le rayonnement, on arrive pratiquement à la même expression (7.58) que dans le cas des fréquences optiques. Dans le cas d'un champ haute fréquence ($\lambda \sim 1-10$ cm), $\varepsilon \approx 10^{-3}$ eV et $h\nu \sim 10^{-4} - 10^{-5}$ eV, par conséquent $\varepsilon > h\nu$, on peut appliquer la théorie classique de l'amorçage : l'électron acquiert une petite quantité d'énergie, en moyenne, à chaque collision, jusqu'à ce qu'il puisse effectuer une collision inélastique (excitation ou ionisation) avec les atomes du gaz. Au contraire, dans le cas de l'amorçage à des fréquences optiques $\varepsilon \ll h\nu$ ($\varepsilon \approx 10^{-2}$ eV et, pour un générateur à rubis, $h\nu = 1,787$ eV), le phénomène d'amorçage est de nature quantique : la plupart des collisions électron-atome ne sont suivies d'aucune absorption de l'énergie du champ et, parfois, l'électron prend au rayonnement une grande quantité d'énergie $h\nu$.

Considérons, brièvement, dans ce qui suit, quelques mécanismes d'ionisation du gaz, soumis à un intense rayonnement à des fréquences optiques. En général, à ces fréquences, l'énergie d'un quantum est beaucoup plus petite que l'énergie d'ionisation de l'atome ($h\nu \ll eV_i$), de sorte que la photo-ionisation habituelle ne peut pas avoir lieu. Toutefois, la possibilité d'une absorption simultanée, de quelques quanta, existe comme, par exemple, dans le cas de l'argon, de $n = eV_i/h\nu = 15,8/1,787 \approx 9$ quanta. La probabilité de ce processus est proportionnelle à la $n^{\text{ième}}$ puissance du flux des quanta ($\sim E^{2n}$), de sorte que celui-ci peut contrôler l'amorçage seulement pour des champs très importants.

On peut montrer, à l'aide de considérations simples, que l'ionisation par effet « tunnel », dans le champ électrique de l'onde, ne peut avoir lieu pour les fréquences optiques considérées. Ainsi, en notant par $\Delta \approx V_i/E$ l'épaisseur de la barrière de potentiel et par $v \approx (eV_i/m)^{1/2}$ la vitesse de l'électron dans l'atome, le temps de vol à travers la barrière est $\tau \approx \Delta/v \approx (eV_i/m)^{1/2}/eE$; alors la condition d'existence d'un « champ quasistatique », que l'effet « tunnel » nécessite, est $\omega\tau \approx \omega (eV_i/m)^{1/2}/eE \ll 1$. Dans le cas pratique du générateur optique à rubis nous avons, au contraire : $\omega = 2,7 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ ($\lambda = 5943 \text{ \AA}$), $eV_i \approx 10$ eV, $E = 10^7$ V/cm et $\omega\tau \approx 20$. Néanmoins, la condition $\omega\tau \approx 1$ peut être remplie dans la limite des basses fréquences et des très hauts champs.

Considérons, finalement, le mécanisme d'ionisation dans le volume focal d'un faisceau laser par multiplication électronique en avalanche. Du fait de l'absorption simultanée des quanta (notam-

ment par les atomes d'impureté ayant un potentiel d'ionisation bas), il apparaît dans le gaz des électrons primaires. Ces électrons peuvent absorber des quanta, durant les collisions avec les atomes, par un processus inverse de celui de rayonnement de freinage (*Bremsstrahlung*); parallèlement à l'absorption des quanta, le processus de rayonnement induit de freinage se produit aussi (notamment, durant la collision électron-atome, un photon est émis, dans le champ intense du rayonnement, dans la même direction et avec la même énergie que le photon incident). Du fait de ces processus opposés, l'électron acquiert ou perd l'énergie $h\nu$, phénomène qui peut être conçu comme une diffusion unidimensionnelle sur l'axe de l'énergie. Les électrons, qui deviennent suffisamment rapides au cours de ce processus, peuvent ioniser et exciter le gaz. Si l'intensité du rayonnement est assez forte, les électrons excitent les atomes; ces derniers s'ioniseront rapidement par absorption simultanée de 2—3 quanta.

Les calculs montrent que le mécanisme des avalanches électroniques régit l'amorçage des gaz denses (à des pressions de l'ordre de l'atmosphère et plus hautes). Au contraire, dans les gaz raréfiés, l'électron sort de la région de champ intense avant d'avoir pu effectuer le nombre nécessaire de collisions; dans ce cas, il ne reste que le mécanisme d'absorption simultanée des quanta.

Le processus d'absorption simultanée de plusieurs photons s'avère favorisé dans la vapeur alcaline. Par exemple, les photons émis par un laser à rubis se trouvent en quasirésonance avec les états intermédiaires $10P_{3/2}$ et $9D_{3/2}$ de l'atome de césium; une situation pareille a lieu dans le cas des niveaux $10P$ du rubidium excité par un laser à He-Ne. Ces résonances, ainsi que la petite valeur du potentiel d'ionisation pour la vapeur alcaline, conduisent à une grande probabilité de réalisation du processus d'ionisation par photoabsorption multiple d'ordre relativement faible [120 b]. Par conséquent, on trouve dans cette vapeur, pour un flux de radiations donné, un seuil d'amorçage optique de quatre ordres de grandeur plus petit que pour l'hélium, l'argon ou le mercure [120 c]. Ce fait peut être mis aussi en évidence par les expériences de production d'ions positifs de césium sous l'influence d'un faisceau laser à rubis dans la raie 6 943 Å [120 d].

Chapitre II

LA DÉCHARGE LUMINESCENTE ET L'ARC ÉLECTRIQUE (LES RÉGIONS VOISINES DES ÉLECTRODES)

§8. CONSIDÉRATIONS GÉNÉRALES SUR LA DÉCHARGE LUMINESCENTE

Considérons un tube cylindrique en verre où sont montées deux électrodes planes et parallèles, contenant un gaz à une pression relativement basse (inférieure approximativement à 10 mmHg). L'application d'une tension continue entre les électrodes fait passer,

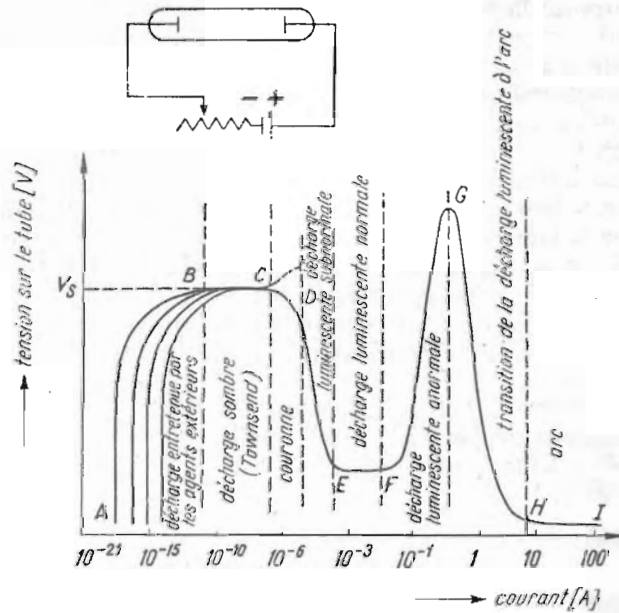


Fig. 85. Classification des décharges.

à travers le tube, un courant électrique qui n'est limité que par la résistance du gaz se trouvant entre les électrodes (résistance interne) et par la résistance montée en série dans le circuit extérieur (fig. 85). En se reportant aux différents paragraphes du premier chapitre, on voit qu'en augmentant la tension appliquée entre les électrodes du

tube de décharge, le courant électrique croît d'abord de manière linéaire (voir §1), ensuite de manière exponentielle, sous l'influence de la multiplication électronique (voir §3), jusqu'à l'amorçage de la décharge. La figure 85 représente une caractéristique tension-courant typique des décharges à basse pression, dans le cas du néon et pour une pression de 1 mmHg, dans un tube de 50 cm de longueur, avec des électrodes planes en cuivre, de surface de 10 cm². La région *AB* correspond à une décharge entretenue par des agents ionisants extérieurs, et la région *BC*, à une décharge autonome, lorsque la condition de l'état stationnaire est réalisée grâce aux processus α et γ (de là provient d'ailleurs la dénomination de décharge de Townsend). Dans tout ce domaine *ABC* le courant électrique est si petit que la charge d'espace demeure négligeable, la distribution du champ ne dépendant que de la différence de potentiel appliquée et de la géométrie des électrodes ; de même, la lumière émise est très faible, d'où la dénomination de décharge sombre pour la région *BC*.

Dépassant le point *C*, après avoir atteint le potentiel d'amorçage, le rôle de la charge d'espace devient, en général, prédominant, permettant une ionisation beaucoup plus efficace du gaz. Cela conduit à une grande diminution de la résistance électrique du gaz et, par conséquent, de la tension nécessaire au maintien de la décharge ; de façon correspondante, le courant électrique devient intense, et la décharge devient visible ; il apparaît différentes régions lumineuses caractéristiques, qui seront décrites plus loin. La décharge électrique correspondant au domaine *DEFG* a pris la dénomination de décharge luminescente. Nous mentionnons ici que, dans certaines conditions (limitation du courant par une grande résistance série, champ électrique intense sur des électrodes dont le rayon de courbure est petit), une décharge en couronne peut se produire (voir §4) ; dans la région correspondant à *CD* la charge d'espace joue un rôle important, et la lumière émise rend visible la décharge en couronne, étape initiale de la décharge luminescente. La région de transition *DE* est dénommée décharge luminescente subnormale.

En augmentant encore le courant, par diminution de la résistance du circuit extérieur, il apparaît une région *EF* pour laquelle la tension entre les électrodes demeure constante dans un vaste domaine de courant. Dans cette région, dénommée décharge luminescente normale, ce n'est qu'une partie de la surface de la cathode qui participe à la décharge ; en général, la densité de courant demeure constante, le courant électrique étant proportionnel à l'aire de la cathode couverte par la décharge.

Lorsque la décharge recouvre entièrement la cathode, l'accroissement continu du courant ne peut avoir lieu que par l'augmentation de la tension ; cette région *FG* est dénommée décharge luminescente anormale.

Dans le cas de la décharge luminescente, les électrons qui entretiennent la décharge proviennent généralement de l'émission élec-

tronique secondaire de la cathode bombardée par des ions positifs, des photons, des atomes métastables, des atomes neutres rapides (engendrés par transfert de charge lors des collisions ion-atome). Pour que ces processus (voir § 3) soient efficaces, une tension relativement élevée, de quelques centaines de volts, entre les électrodes, est nécessaire. En augmentant suffisamment le courant, les effets thermiques à la cathode commencent à devenir notables, et, à un certain point *G*, la température de la cathode devient si élevée qu'il apparaît une abondante émission thermo-électronique; dans certains cas, l'émission par effet de champ de la cathode apporte une contribution importante au courant total; un champ électrique très intense engendré à la surface de la cathode par la charge d'espace positive rend possible cette émission, ce qui conduit à une grande diminution aussi bien de la résistance de la décharge que de la tension aux électrodes; dans ces conditions, le courant électrique peut augmenter jusqu'à quelques centaines d'ampères. Cette région *GHI*, correspondant à l'arc électrique, sera étudiée au § 11.

La description précédente nous a montré qu'il existe des domaines où la caractéristique tension-courant est négative ($dV/di < 0$): la région de transition entre la décharge de Townsend et la décharge luminescente, et entre la décharge luminescente et l'arc. Dans ces conditions, pour diverses régions de la décharge, le champ nécessaire au maintien de la température des électrons, donc à l'ionisation du gaz, est diminué; ce champ, au contraire, augmente dans le domaine de caractéristique positive ($dV/di > 0$).

Généralement, ayant dans le circuit extérieur une force électromotrice \mathcal{E} et une résistance R , la tension aux bornes du tube V et le courant i satisfont aux équations

$$\mathcal{E} = V + Ri, \quad V = V(i) \quad (8.1)$$

où $V(i)$ est la caractéristique tension-courant. Ce système peut avoir plusieurs solutions, par exemple les points *P* et *Q* de la figure 86, mais toutes ces solutions ne remplissent pas également la condition de stabilité de la décharge. S'il apparaît une variation δi du courant, il va se produire aussi bien une variation $\delta V = (dV/di) \delta i$ de la tension sur le tube, que l'apparition d'une force électromotrice d'auto-induction $\Delta \mathcal{E} = -L d(\delta i)/dt$. La première équation de (8.1) s'écrit

$$\mathcal{E} + \Delta \mathcal{E} = V + \delta V + R(i + \delta i) \quad (8.2)$$

ou, en retranchant l'une de l'autre,

$$L \frac{d}{dt} (\delta i) = - \left(R + \frac{dV}{di} \right) \delta i. \quad (8.3)$$

La solution de la dernière équation est

$$\delta i = (\delta i)_0 \exp \left[-\frac{1}{L} \left(R + \frac{dV}{di} \right) t \right], \quad (8.4)$$

de sorte qu'une variation initiale $(\delta i)_0$ du courant entraînera une nouvelle augmentation de celui-ci si

$$R + \frac{dV}{di} < 0 \quad (8.5)$$

ou s'annulera si

$$R + \frac{dV}{di} > 0. \quad (8.6)$$

Dans le premier cas l'état est instable, et dans le deuxième, stable. Le critère de stabilité (8.6) a été obtenu par Kaufmann en 1900. On voit de (8.6) que, dans le cas d'une caractéristique positive ($dV/di > 0$), tous les points de celle-ci sont stables; dans le cas d'une caractéristique négative, comme celle de la figure 86, on voit aisément, de l'analyse des pentes, aux intersections, que seul le point Q satisfait au critère de stabilité.

Au point de vue phénoménologique la décharge lumineuse se différencie de la décharge de Townsend par la division en une

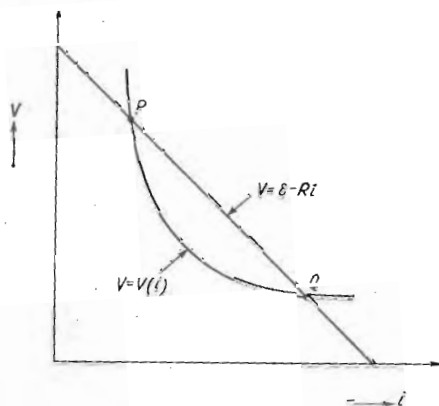


Fig. 86. Critère de stabilité.

série de régions lumineuses et d'espaces sombres (fig. 87), où les propriétés électriques et la composition spectrale de la lumière émise diffèrent. Mais, en général, nous distinguons, d'un côté, les régions voisines des électrodes, où l'influence de celles-ci est importante, et, d'un autre côté, le plasma de la décharge lumineuse, milieu ionisé et macroscopiquement neutre, qui établit la liaison entre les régions cathodiques et les régions anodiques.

Les régions cathodiques d'une décharge lumineuse typique sont constituées par :

L'espace d'Aston, couche mince et complètement sombre.

La lueur cathodique, couche mince, faiblement lumineuse et diffuse vers l'anode.

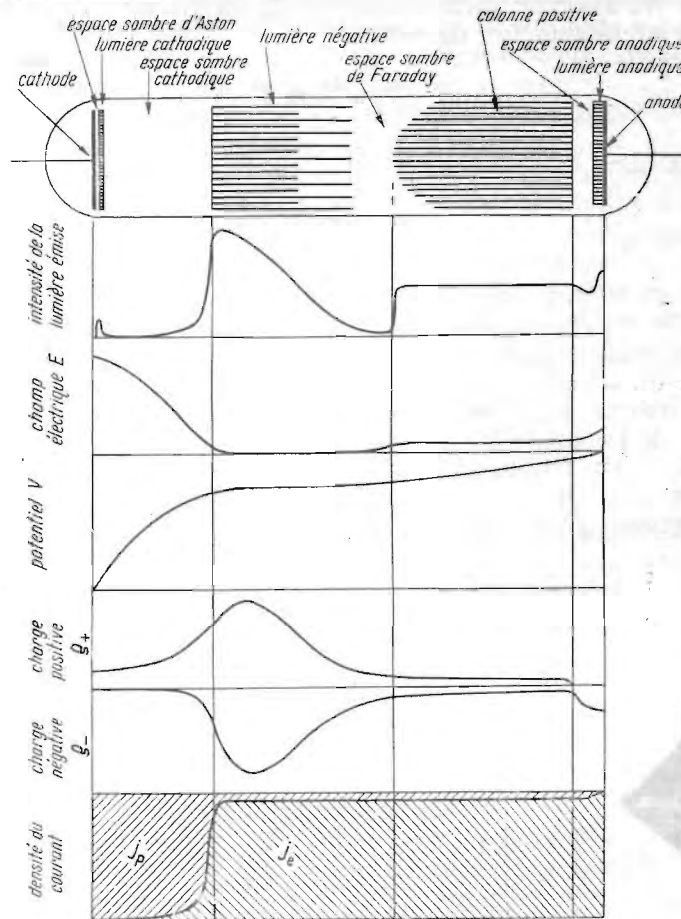


Fig. 87. Classification de la décharge lumineuse.

L'espace sombre cathodique (l'espace de Hittorf ou de Crookes) ; cette région émet une quantité très petite de lumière ; elle apparaît sombre par contraste avec les régions voisines. Dans certaines conditions, on peut observer, dans cet espace, la deuxième et même la troisième lueur cathodique dont les intensités respectives sont de plus en plus faibles.

La lueur négative, partie la plus brillante de la décharge. Celle-ci a un bord particulièrement net vers l'espace sombre cathodique.

L'éclat atteint son maximum approximativement au milieu de cette région, baissant ensuite lentement jusqu'à l'espace sombre suivant, — l'espace de Faraday. L'épaisseur de la lueur négative est comparable à l'épaisseur de l'espace sombre cathodique, et sa couleur est caractéristique pour chaque gaz.

L'espace sombre de Faraday — région de luminosité très faible. La longueur de cet espace augmente avec le rayon du tube de décharge et est, en général, plus grande que la longueur de la lumière négative. Après cette région on trouve la colonne positive; la limite entre les deux régions précédentes n'est pas nette.

La colonne positive constitue le plasma de la décharge lumineuse. Elle se présente sous la forme d'une longue colonne lumineuse s'étendant jusqu'au voisinage immédiat de l'anode, sa couleur étant caractéristique pour chaque gaz. Dans beaucoup de cas, la colonne positive n'est pas homogène, elle se présente sous la forme de couches fixes ou mobiles; quelquefois la vitesse des couches mobiles est tellement grande que la colonne apparaît comme homogène.

Les régions voisines de l'anode d'une décharge lumineuse typique sont :

L'espace sombre anodique, limité par la colonne positive, d'un côté, et par la lumière anodique, de l'autre. L'épaisseur de cet espace est faible, mais à basse pression (10^{-3} mmHg) peut devenir appréciable.

La lueur anodique augmente, généralement, avec la diminution de la pression, présentant des formes et des couleurs spécifiques, fonction du matériau et de la géométrie de l'anode, ainsi que d'autres paramètres de la décharge. On peut l'observer, en particulier, sous la forme de taches lumineuses. La lueur anodique est spécialement étendue dans les gaz électronégatifs.

Les diverses parties de la décharge lumineuse diffèrent par l'intensité de la lumière émise et par sa composition spectrale, comme on le voit dans le tableau 10, où sont présentées les couleurs caractéristiques pour divers gaz.

Le mécanisme de la décharge lumineuse est, en gros, le suivant : dans la région de l'espace sombre cathodique règne un champ électrique très intense dû à l'accumulation de charges positives devant la cathode. Cet espace se forme du fait de la grande différence de masse et de vitesse qui existe entre les ions et les électrons. Il est caractérisé par une chute de tension très importante, représentant la majeure partie de celle appliquée entre les électrodes du tube : c'est la chute cathodique. Le champ électrique devient presque nul dans la lueur négative et dans l'espace sombre de Faraday et est réduit et constant le long de la colonne positive.

Les électrons émis par la cathode à la suite des processus γ ($\gamma_0, \gamma_f, \gamma_m, \gamma_n$) (voir § 3), quittant la cathode avec une énergie de quelques électrons-volts, sont rapidement accélérés par le champ intense régnant au voisinage de la cathode, et forment un faisceau quasimonocinétique. Sur un trajet très court, ils gagnent l'énergie

correspondant au maximum de la section efficace d'excitation, et la première lueur cathodique apparaît très nettement : l'épaisseur de cette région est très petite puisque l'énergie des électrons dépasse très vite l'énergie correspondant au maximum de la section efficace

Tableau 10. Couleur caractéristique de la décharge lumineuse dans divers gaz

Gaz	Première lumière cathodique	Lumière négative	Colonne positive
Hydrogène	rouge-brun	bleu clair	rose
Azote	rose	bleu	rouge
Oxygène	rouge	blanc-jaunâtre	jaune clair au centre rose
Air	rose	bleu	
Hélium	rouge	vert	rouge tirant sur le violet
Néon	jaune	orangé	rouge brique
Argon	rose	bleu foncé	rouge foncé
Krypton		vert	
Xénon		vert olive	
Lithium	rouge	rouge	
Sodium	rose tirant sur l'orangé	blanchâtre	jaune
Potassium	vert	bleu clair	vert
Rubidium	rose	bleu	rouge-rose
Césium	rose	vert laiteux	brun-jaunâtre
Mercure	vert	vert	verdâtre
Cadmium		rouge	vert-bleuâtre
Zinc	rouge-violet	bleu tirant sur le violet	rouge
Thallium		vert	bleu blanchâtre
Chlore		vert jaunâtre	vert blanchâtre
Brome		vert jaunâtre	rougeâtre
Iode		jaune pâle	bleu rougeâtre

d'excitation. Les électrons qui ont produit des excitations et ont perdu presque toute leur énergie sont accélérés de nouveau, engendrant quelques couches lumineuses de ce genre de plus en plus faibles [121] — [123]. Les électrons deviennent ultérieurement trop rapides pour produire une excitation importante du gaz ; en revanche, si l'espace sombre cathodique est suffisamment long (décharge lumineuse normale), les électrons provoquent l'ionisation du gaz, accompagnée d'un développement en avalanche exponentielle vers l'extrémité cathodique de la lumière négative, où le champ électrique s'annule pratiquement (voir le paragraphe suivant). Dans la lueur négative, entre les électrons formés dans l'espace sombre cathodique, apparaissent également d'autres groupes d'électrons, provoquant, en général, une excitation et une ionisation intenses du gaz. Souvent, surtout dans la décharge lumineuse anormale, les ions et les photons produits dans la lueur négative, tombant sur la cathode, produisent

une émission électronique secondaire suffisante pour le maintien de la décharge.

Généralement, dans la lueur négative, les faisceaux mono-énergétiques des électrons disparaissent graduellement, au profit d'un mouvement désordonné. Un gradient élevé de concentration attire les électrons de la lueur négative vers l'espace sombre de Faraday, qui peut être considéré comme une répétition de l'espace sombre cathodique. La différence essentielle entre les deux espaces sombres consiste en ce que le nombre d'excitations est réduit dans l'espace sombre cathodique, l'énergie des électrons étant trop grande, et dans l'espace de Faraday l'énergie étant trop petite. Après une distance relativement grande parcourue dans le champ faible de l'espace sombre de Faraday, les électrons commencent à acquérir de nouveau l'énergie suffisante pour exciter et ioniser le gaz, ce qui marque l'apparition de la colonne positive ; la séparation a un aspect diffus, puisque les électrons ne sont plus groupés en différents faisceaux monocinétiques, provenant des différents points de la lueur négative, avec diverses énergies initiales.

Dans la colonne positive la concentration des ions est pratiquement égale à celle des électrons, et est comprise, en général, entre 10^{10} et 10^{13} cm^{-3} . Un champ faible, dû au gradient de potentiel existant dans la colonne positive, élève la température des électrons jusqu'à quelques dizaines de milliers de degrés, valeur suffisante pour l'entretien de l'ionisation du gaz. Les pertes des électrons et des ions se produisent par diffusion radiale ambipolaire vers la paroi, où ils se recombinent à une vitesse égale à la vitesse d'ionisation par collisions électroniques en volume. Le courant le long de l'axe de la colonne positive est transporté pratiquement par les électrons qui se déplacent à une faible vitesse d'entraînement, superposée à leur intense mouvement chaotique. La situation est plus compliquée dans la colonne stratifiée, où il existe de grandes variations de champ électrique de l'intensité de la lumière émise [124]

Devant l'anode, du fait de l'attraction des électrons et de la répulsion des ions, une charge d'espace négative, donc une chute anodique de potentiel, se forment. Dans cette région se produit une ionisation supplémentaire qui fournit à l'extrémité anodique de la colonne positive un nombre d'ions positifs égal au nombre d'ions qui sortent à l'extrémité cathodique, en entrant dans l'espace de Faraday.

En général, en rapprochant les électrodes, la colonne positive peut être diminuée jusqu'à sa disparition ; en introduisant l'anode dans la lueur négative, les régions voisines de l'anode disparaissent aussi. Pendant cette opération, l'espace sombre cathodique et la lueur négative restent inchangés, ce qui indique l'importance de ces régions dans le maintien de la décharge. En rapprochant encore l'anode, jusqu'au voisinage du rebord cathodique de la lueur négative, la décharge cesse.

L'importance des régions voisines de la cathode pour le maintien de la décharge ressort aussi de l'expérience suivante. Si dans un tube de décharge ayant la forme de celui de la figure 88, *a*, la cathode est construite de sorte qu'elle puisse être tournée, les régions cathodiques tournent avec cette électrode, restant inchangées par rapport à sa surface; en même temps, la colonne positive et les régions anodiques demeurent pratiquement en place. Si la distance

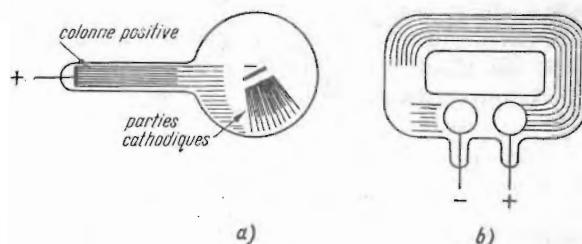


Fig. 88. Illustration de l'importance des régions voisines de la cathode.

entre les électrodes est inférieure à la distance nécessaire à la formation de l'espace sombre cathodique et au début de la lueur négative et s'il existe en même temps un autre trajet plus long entre la cathode et l'anode (fig. 88, *b*), alors la décharge prend naissance selon ce trajet et peut se développer conformément à la condition d'état stationnaire.

L'amorçage de la décharge luminescente est souvent capricieux, étant difficile à produire ou non reproductible [125], [126]. Il faut, parfois, en rechercher les causes dans l'effet de pseudo-vide (voir § 8), dû au maintien sur les parois de charges électriques, provenant de décharges antérieures. L'amorçage, dans ce cas, peut être facilité en posant la main sur la partie extérieure du tube. Si les électrodes se trouvent à l'intérieur d'un globe métallisé relié à la terre, les valeurs du potentiel disruptif restent constantes. Si, au contraire, le globe est laissé isolé, le potentiel disruptif augmente avec la durée de la décharge précédant la détermination. Certes, ce chargement du verre disparaît à travers celui-ci et les supports si le temps écoulé entre deux déterminations consécutives du potentiel disruptif est assez long. En général, l'effet de pseudo-vide est prononcé pour les tubes en verre au cas où un bon dégazage a éliminé la pellicule d'eau (conductrice d'électricité), de la surface du verre.

La valeur du potentiel d'amorçage de la décharge peut être très diminuée par la stimulation artificielle de l'émission électronique de la cathode. Aussi, lorsque le courant photo-électrique de la cathode, irradiée de façon artificielle, est assez grand, la région *BCD* de la caractéristique tension-courant peut être complètement absente, les propriétés mêmes des régions cathodiques étant très changées [127], [128]. De même, l'émission thermo-électronique de la cathode incandescente abaisse la valeur du potentiel d'amorçage et de main-

tien de la décharge d'autant plus que le chauffage de la cathode est plus intense ; en général, les caractéristiques des décharges à cathode incandescente diffèrent radicalement de celles des décharges à électrodes froides [122], [129], [130].

Les caractéristiques de la décharge lumineuse de basse pression peuvent être notablement influencées par la présence d'une cathode composée d'une plaque massive et d'une grille placée devant elle, à une distance très petite [131], [132]. En appliquant à la grille un potentiel positif par rapport à la plaque, les électrons émis par la plaque sont accélérés de façon supplémentaire : le courant de décharge peut augmenter de manière sensible. Au contraire, en rendant la grille négative par rapport à la plaque, la décharge, dans certaines conditions, peut cesser pour des valeurs assez faibles, telles que les électrons émis par la plaque soient repoussés avant de se multiplier par le phénomène d'avalanche. En réglant la différence de potentiel entre la grille et la plaque, un tel tube peut être utilisé comme redresseur, émetteur d'oscillations entretenues, interrupteur automatique.

Les propriétés des faisceaux d'ions et d'électrons dirigés normalement à la cathode dans l'espace sombre cathodique sont excellemment illustrées par l'expérience bien connue des ombres [133]. Si dans l'espace sombre cathodique on place un petit écran (fig. 89),

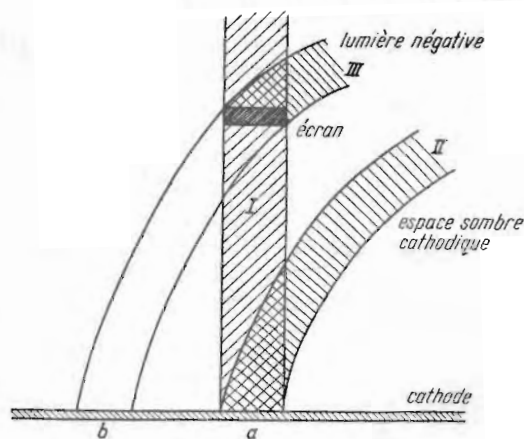


Fig. 89. Expérience des ombres.

on constate l'apparition de l'ombre *I* qui s'étend de la cathode jusqu'au-delà de l'écran, dans la lumière négative. Dans l'espace qui apparaît plus sombre se manifeste l'absence d'avalanches électroniques déclenchées à la cathode, donc, également l'absence de l'excitation des atomes du gaz. Cette diminution de l'émission électronique de la cathode dans la région correspondant à l'ombre est conditionnée par l'impossibilité qui est faite aux ions positifs de tomber

sur la cathode au droit de l'écran et de produire l'émission électronique correspondante. Cette expérience démontre, en outre, que les électrons qui maintiennent la décharge proviennent de la cathode, et que la source d'ions positifs est située au voisinage de la limite entre l'espace sombre cathodique et la lueur négative. En appliquant un champ magnétique transversal, les trajectoires des électrons sont fortement courbées, tandis que les trajectoires des ions positifs, du fait de leur grande masse, restent pratiquement inchangées. Dans ces conditions, l'ombre *I* est remplacée par les ombres *II* et *III*, dont l'explication est évidente : l'ombre *II* provient de l'absence d'émission électronique dans la région *a*, et l'ombre *III*, de l'arrêt par écran des électrons émis dans la région *b*.

Le mouvement des ions positifs vers la cathode a été également illustré par l'expérience classique des rayons-canaux [134]. Ainsi, en pratiquant dans la cathode un petit orifice (canal), la pression du gaz étant faible et la chute cathodique grande, les ions positifs, en passant derrière la cathode, constituent un faisceau lumineux, qui a reçu la dénomination de rayon-canal. Ce faisceau contient aussi bien des ions positifs, issus de l'espace sombre cathodique, que des atomes neutres et excités, ainsi que des ions négatifs, formés par transfert de charge et d'excitation. En effet, en analysant les rayons-canaux à l'aide d'un champ magnétique transversal on obtient trois faisceaux correspondant aux ions positifs, aux ions négatifs, ainsi qu'aux atomes et aux molécules neutres (le faisceau non dévié). Pour obtenir des rayons-canaux bien délimités, il est nécessaire de maintenir dans l'espace se trouvant derrière la cathode une pression beaucoup plus faible que la pression nécessaire au maintien de la décharge devant la cathode.

Une expérience complémentaire de celle mettant en évidence les rayons-canaux peut être effectuée en plaçant une anode perforée dans la lumière négative. On constate, dans ces conditions, que la lumière se prolonge à travers l'orifice de l'anode, de l'autre côté de celle-ci, un faisceau d'électrons primaires de grande énergie pénétrant dans cet espace. Ce faisceau lumineux a reçu la dénomination de rayons cathodiques.

Le rayonnement émis par la lumière négative provient probablement, en grande partie, de l'excitation des atomes du gaz par de nombreux électrons secondaires relativement lents. En partie, cette émission provient de la recombinaison des ions positifs avec les électrons secondaires lents. Ce dernier mécanisme est démontré par l'affaiblissement de la lueur négative dans le champ électrique intense, engendré entre deux grilles placées sur la trajectoire des rayons cathodiques, ce qui empêche le processus de recombinaison [135], [136].

Une expérience montre que, dans certaines conditions (chute cathodique grande, pression du gaz relativement petite), les électrons primaires pénètrent avec une grande énergie jusqu'à l'espace de Faraday ; on applique un champ magnétique longitudinal homogène

dans cette région à l'aide de bobines coaxiales montées autour du tube de décharge [137]. Dans ces conditions, on observe dans l'espace de Faraday une série de fuseaux lumineux successifs (fig. 90). L'explication consiste en la focalisation périodique des électrons primaires, de période $\tau = 2\pi m/eB$, B étant le champ magnétique longitudinal. En mesurant la longueur l_f d'un fuseau, on en déduit

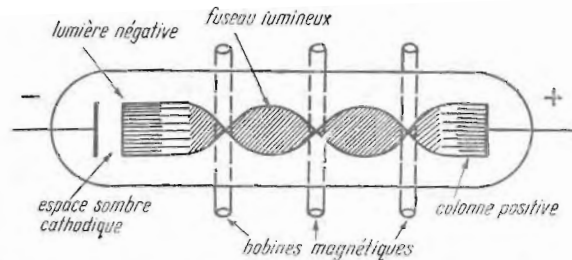


Fig. 90. Formation des fuseaux lumineux dans un champ magnétique longitudinal.

la vitesse longitudinale des électrons $v_l = l_f/\tau$. D'autre part, le rayon de giration des électrons est fourni par $r_b = mv_r/eB$, où v_r est la vitesse radiale. Pour connaître la composante radiale de la vitesse, calculons le champ électrique radial E_r , à l'aide du théorème de Gauss, appliqué à un cylindre de rayon r et de hauteur unité, où la densité de charges est ρ , c'est-à-dire que $2\pi r E_r = \pi r^2 \rho$. On obtient alors le champ $E_r = r\rho/2$, l'accélération radiale $eE_r/m = er\rho/2m$ et la vitesse radiale $v_r = \pi\rho r z/Bl_f$, où z est la distance mesurée à partir de l'extrémité cathodique de la lumière négative. Considérons, par exemple, un tube de décharge long de 1 m, électrodes d'aluminium, rempli d'hydrogène. En appliquant une tension de 3 100 V, à une pression de 0,1 mmHg, le courant électrique de la décharge est de 0,02 mA ; en appliquant aussi un champ magnétique longitudinal de 53 G, on engendre des fuseaux lumineux de 15,5 cm de longueur. On calcule, dans ces conditions, une énergie cinétique longitudinale et une énergie cinétique transversale maximales, respectivement de 1 488 eV et de 254 eV. Quelques propriétés des gaz ionisés et du mouvement des électrons dans un champ magnétique sont données dans [139].

Aussi bien du point de vue de la forme de la caractéristique tension-courant (voir fig. 85) que du mécanisme des régions cathodiques, la décharge luminescente peut se développer selon trois régimes distincts. Le régime de transition subnormal DE [140], [141] se caractérise par le fait que les dimensions de la superficie de la cathode couverte par la décharge sont du même ordre de grandeur que l'épaisseur de l'espace sombre cathodique. Dans ces conditions, les pertes latérales de porteurs de charge sont très grandes. Avec l'augmentation du courant, par conséquent aussi avec l'extension de la « tache cathodique », ces pertes diminuent et la chute cathodi-

que baisse ; en augmentant encore le courant dans la région normale EF , la décharge couvre graduellement toute la surface de la cathode, la densité du courant et la chute cathodique demeurant pratiquement constantes. Une augmentation du courant dans le régime anormal FG , lorsque la décharge couvre entièrement la cathode, ne peut être effectuée que par l'intensification des processus γ , c'est-à-dire par l'augmentation de la chute cathodique.

§ 9. LES RÉGIONS VOISINES DE LA CATHODE DANS LA DÉCHARGE LUMINESCENTE

Ces régions sont les plus importantes pour le maintien de la décharge. Aussi le mécanisme des phénomènes y intervenant est-il étroitement lié à la nature même de la décharge lumineuse. La complexité de ce type de décharge et la multitude des paramètres sont telles qu'on ne peut pas en donner une définition générale. Il

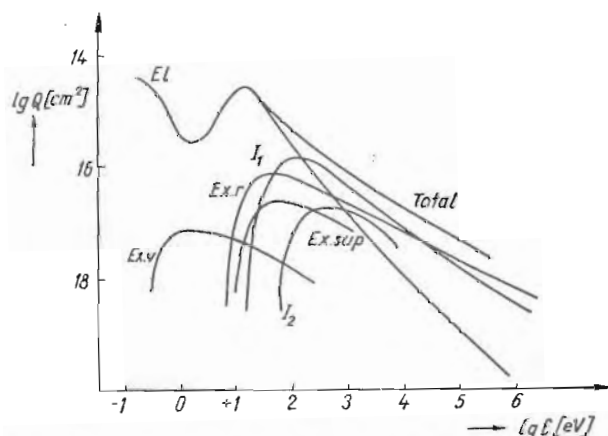


Fig. 91. — Section efficace de collision électron-atome, moyennée pour différents gaz. Total — section totale; EI — collisions élastiques; Ex. r — excitation du niveau de résonance; Ex. v — excitation des niveaux de vibration; Ex. sup — excitation des niveaux supérieurs; I_1 — ionisation simple; I_2 — ionisation double.

existe plusieurs types de décharges lumineuses (subnormale, normale, anormale); il y a des décharges dont les régions cathodiques sont similaires à celles de la décharge lumineuse, et la colonne positive similaire à celle de l'arc; il existe, enfin, des types particuliers de décharges lumineuses tels que la décharge à cathode double (creuse ou concave), la décharge entravée, la décharge diffuse, etc.

Une décharge lumineuse typique est caractérisée par, d'une part, l'émission électronique secondaire due surtout au bombarde-

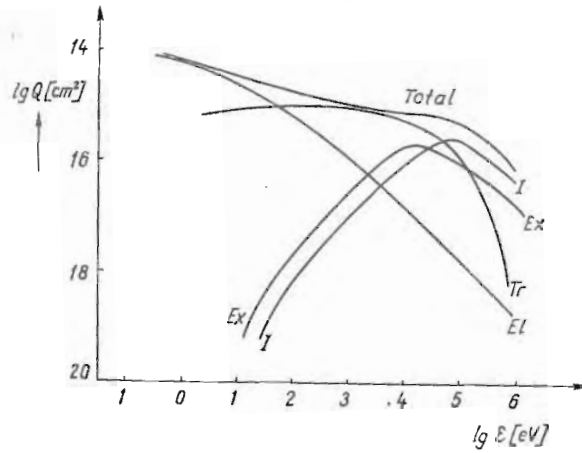


Fig. 92. — Section efficace de collision ion-atome, moyennée pour différents gaz. Total — section totale; El — collisions élastiques; Tr — transfert de charge; Ex — excitations; I — ionisation.

ment par des ions positifs et des photons, et, d'autre part, l'ionisation et l'excitation du gaz par collisions avec des électrons accélérés dans

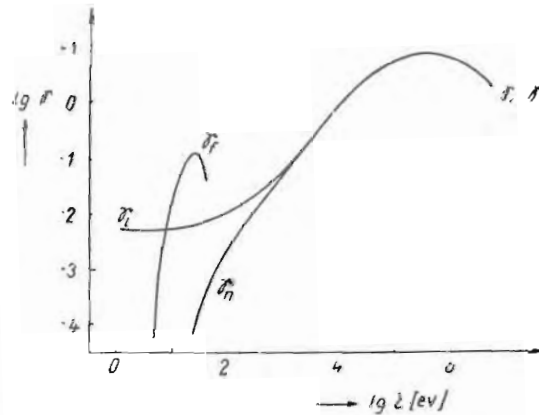


Fig. 93. — Coefficient d'émission électronique secondaire ($\gamma_i, \gamma_f, \gamma_n$) moyenné pour des métaux et des gaz différents.

le champ électrique; ces phénomènes sont d'une importance décisive pour le mécanisme de la décharge lumineuse. En outre, la déformation du champ électrostatique par les charges d'espace est aussi

très prononcée. Pour avoir un aperçu général sur les processus qui y concourent, nous donnerons dans les figures 91—94 les valeurs moyennes de quelques sections efficaces, rendements d'émission secondaire et vitesses d'entraînement en fonction de l'énergie des particules.

La décharge lumineuse est, en général, régie par un grand nombre de processus élémentaires qui exercent une action mutuelle

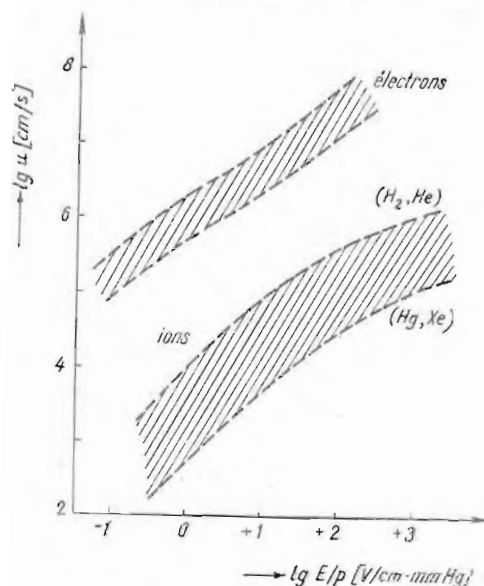


Fig. 94. — Vitesse d'entraînement des électrons et des ions dans les gaz, dans un champ électrique homogène, moyennée pour différents gaz.

complexe. Par conséquent, il est nécessaire de diviser la décharge en plusieurs zones, chacune étant régie par des processus beaucoup moins nombreux que pour la décharge tout entière. Nous étudierons ainsi séparément : la région de chute cathodique, la lueur négative et l'espace de Faraday, la colonne positive, la région de chute anodique. L'étude des régions de transition d'une zone à une autre est très difficile, car ces zones sont régies par les lois des deux zones adjacentes. Aussi remplacerons-nous dans ce qui suit les régions de transition par des conditions aux limites adéquates.

La région de chute cathodique. La région de chute cathodique comprend tout l'espace se trouvant devant la cathode où il existe un champ électrique intense, cette région étant délimitée, d'une part, par la cathode et, d'autre part, par la limite cathodique relativement nette de la lueur négative. Une grande partie des phénomènes qui ont lieu devant la cathode de la décharge lumineuse a

été étudiée dans une série de travaux [04], [010], [030], [142]—[166]. Une série de recherches [017], [030], [167]—[175] ont été consacrées au comportement transitoire de la région de chute cathodique : formation de la décharge, décharges par impulsions, décharges intermittentes, oscillations.

Dans ce qui suit, nous analyserons uniquement l'état stationnaire ($\partial/\partial t = 0$). Nous négligerons également le mouvement latéral, puisque, à l'exception de la décharge subnormale DE , l'épaisseur de l'espace sombre est beaucoup plus petite que les dimensions de la cathode, supposée plane. Dans ces conditions, nous considérons le problème comme unidimensionnel ($\partial/\partial y = \partial/\partial z = 0$) et nous prendrons l'origine des coordonnées à la surface de la cathode ($x = 0$).

Nous introduirons, afin d'étudier la région de chute cathodique, quelques coefficients qui décrivent l'apparition des porteurs de charge dans cet espace. Nous utiliserons ainsi le coefficient généralisé de Townsend α , où, à l'encontre de la définition donnée au § 2, nous inclurons tous les processus d'ionisation en volume dans le champ électrique fortement non homogène qui se trouve devant la cathode. En négligeant le coefficient de recombinaison, par suite de la grande vitesse et de la faible concentration des porteurs de charge, les équations de continuité pour les électrons et les ions s'écrivent

$$\frac{dj_e}{dx} = -\alpha|j_e|, \quad (9.1)$$

$$\frac{dj_p}{dx} = \alpha|j_e|, \quad (9.2)$$

où j_e et j_p sont les courants électronique et ionique. Evidemment, le courant total $j = j_e + j_p$ ne dépend pas de x .

En introduisant le coefficient généralisé de Townsend γ , qui, à l'encontre de la situation du § 3, rend compte de tous les types d'émission électronique secondaire (bombardement d'ions, de photons, d'atomes métastables et neutres rapides), la condition aux limites pour la cathode s'écrit

$$j_e(0) = \gamma j_p(0) + j_0 \quad (9.3)$$

où j_0 représente un éventuel courant d'émission thermo-électronique ou un courant dû à l'émission par effet de champ, qui peut pourtant être négligé dans les conditions de la décharge lumineuse.

Enfin, comme troisième coefficient nécessaire à la description des phénomènes de la région de chute cathodique on peut choisir le rapport des courants ionique et électronique à la limite cathodique de la lueur négative ($x = d$)

$$j_p(d) = \delta j_e(d). \quad (9.4)$$

L'intégration des équations (9.1) et (9.2) mène à

$$j_e(x) = j_e(0) \exp \int_0^x \alpha(\xi) d\xi, \quad (9.5)$$

$$j_p(x) - j_p(0) = j_e(0) \left(1 - \exp \int_0^x \alpha(\xi) d\xi \right). \quad (9.6)$$

En tenant compte des relations (9.3) et (9.4), on obtient la condition d'état stationnaire

$$\gamma \left[(1 + \delta) \exp \left(\int_0^d \alpha(\xi) d\xi \right) - 1 \right] = 1. \quad (9.7)$$

La condition d'état stationnaire est une des relations fondamentales décrivant la région de chute cathodique. C'est la condition pour que chaque électron, quittant la cathode, produise en échange un autre électron par les processus α , γ et δ .

Une discussion de cette condition fondée sur les processus élémentaires contribuant au maintien de la décharge sera donnée à la fin de ce point. Ici, pour simplifier, nous introduirons dans (9.7) à la place de α sa valeur moyenne $\bar{\alpha}$, de sorte que cette condition conduira à

$$pd = \frac{1}{\bar{\alpha}/p} \ln \left[\left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) (1 + \delta)^{-1} \right]. \quad (9.8)$$

En considérant aussi que $\bar{\alpha}d \approx \bar{\eta}V_c$, on obtient une valeur approximative pour la chute cathodique

$$V_c = \frac{1}{\bar{\eta}} \ln \left[\left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) (1 + \delta)^{-1} \right]. \quad (9.9)$$

Dans le cas de la décharge luminescente normale, l'espace sombre a la plus grande épaisseur, et il est beaucoup plus grand que le libre parcours moyen d'ionisation par choc électronique, $d \gg l_i$. Dans ces conditions, les ions positifs qui arrivent à la cathode sont formés presque uniquement dans l'espace sombre cathodique, et nous pouvons prendre alors $\delta = 0$; de même, dans ce cas, du fait de la variation lente du champ électrique, le coefficient α peut être assimilé au coefficient introduit au § 2. Prenons un exemple numérique : $\bar{\alpha}/p \approx 10$ (cm. mmHg)⁻¹, $\bar{\eta} \approx 1/50$ V⁻¹, $\gamma \approx 10^{-3}$, $p = 1$ mmHg; nous obtenons ainsi des deux dernières équations $d \approx 0,7$ cm et $V_c \approx 300$ V, valeurs qui donnent l'ordre de grandeur correcte pour le régime normal.

La distribution du champ électrique peut s'obtenir à partir de l'équation de Poisson

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi e(n_p - n_e) \approx 4\pi en_p \quad (9.10)$$

et de l'équation de mouvement des ions positifs

$$u_p = \frac{j_p}{en_p} = K \left(\frac{E}{p} \right)^{1/2}. \quad (9.11)$$

L'approximation de (9.10) est justifiée, puisque la grande vitesse des électrons entraîne $n_p \gg n_e$. En ce qui concerne l'équation (9.11), celle-ci correspond au mouvement de dérive des ions positifs, dans un champ électrique intense, leur diffusion étant, dans ces conditions, négligeable. En tenant également compte de la condition $E(d) = 0$ à la limite cathodique de la lueur négative, l'intégration de l'équation de Poisson conduit à l'expression générale du champ électrique

$$E = A^{2/3} \left[\frac{\gamma}{d(1+\gamma)} \int_x^d \exp \left(\int_0^\xi \alpha(\xi) d\xi \right) d\xi - \left(1 - \frac{x}{d} \right) \right]^{2/3} \quad (9.12)$$

où

$$A = 6\pi \frac{p^{1/2} j d}{K}. \quad (9.13)$$

L'évaluation à partir de l'expression (9.12) est compliquée, puisque le coefficient α dépend lui-même du champ. En première approximation on peut remplacer α par sa valeur moyenne $\bar{\alpha}$. On obtient alors

$$E = A^{2/3} \left[\frac{\gamma}{\bar{\alpha} d(1+\gamma)} (e^{\bar{\alpha} d} - e^{\bar{\alpha} x}) - \left(1 - \frac{x}{d} \right) \right]^{2/3}. \quad (9.14)$$

Une analyse de la validité de cette approximation est donnée en [030]. A l'aide de la condition d'état stationnaire (9.7) et de la transformation $\bar{x} = (1 - x/d)$ (c'est-à-dire le déplacement de l'origine des coordonnées à l'extrémité cathodique de la lueur négative), la dernière expression devient

$$E = A^{2/3} \{ B [1 - \exp(-\bar{\alpha} \bar{x} d)] - \bar{x} \}^{2/3}, \quad (9.15)$$

où

$$B = \frac{\gamma \exp(\bar{\alpha} d)}{(1+\gamma)\alpha d} = \frac{1}{\bar{\alpha} d(1+\delta)}. \quad (9.16)$$

En intégrant l'expression du champ électrique sur tout l'espace sombre cathodique, on obtient la chute cathodique et, ainsi, la caractéristique tension-courant de la décharge luminescente (sans colonne positive) [149]

$$\frac{j}{p^2} = \frac{1}{6\pi} \left(\frac{5}{3} \right)^{3/2} K R(\delta, \bar{\alpha} d) V_c^{3/2} (pd)^{-5/2}, \quad (9.17)$$

où

$$R(\delta, \bar{\alpha} d) = \left[\frac{5}{3} \int_0^1 \{ \bar{x} - B [1 - \exp(-\bar{\alpha} \bar{x} d)] \}^{2/3} d\bar{x} \right]^{3/2}. \quad (9.18)$$

La figure 95 reproduit la fonction $R(\delta, \bar{\alpha}d)$. En prenant une bonne approximation pour (9.18), on obtient une expression de la caractéristique tension-courant de la forme [156]

$$\frac{j}{p^2} = \frac{K}{12\pi} \left(\frac{5}{3}\right)^{3/2} \left[\frac{\gamma}{1+\gamma} \left(e^{\bar{\alpha}d} - \bar{\alpha}d e^{\bar{\alpha}d} - 1 \right) \frac{1}{(\bar{\alpha}/p) \bar{\alpha}d} + \frac{1}{2} p d \right]^{-1} (pd)^{-3/2} V_c^{3/2}, \quad (9.19)$$

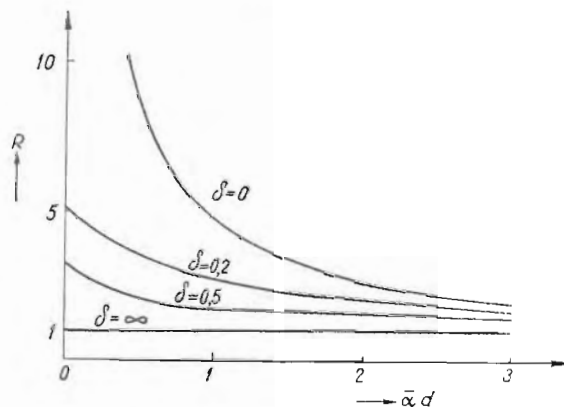


Fig. 95. — Graphique de la fonction $R(\delta, \bar{\alpha}d)$.

Pour les décharges électriques dans les gaz monoatomiques, le mouvement des ions positifs est régi par le transfert résonnant de charge; dans ce cas [040],

$$K = \left(\frac{2e}{\pi m_p Q_i} \right)^{1/2}, \quad (9.20)$$

où Q_i est la section efficace de transfert résonnant de charge.

Les relations ci-dessus deviennent extrêmement simples dans le cas important de la décharge lumineuse anormale [156]—[160]. Dans ce cas, l'épaisseur de l'espace sombre est telle que $d \leq l_s$, donc $\bar{\alpha}d \leq 1$ et les ions positifs qui entretiennent la décharge n'arrivent à la cathode qu'en provenance de la lueur négative, de manière que $\delta = \infty$ et $R = 1$. Dans ces conditions, l'expression (9.14) du champ devient

$$E = (6\pi j)^{2/3} \left(\frac{\pi m_p Q_i p}{2e} \right)^{1/3} (d-x)^{2/3}, \quad (9.21)$$

et la caractéristique tension-courant (9.17) ou (9.19) s'écrit tout simplement

$$\frac{j}{p^2} = \frac{1}{\sqrt{18}} \left(\frac{5}{3\pi} \right)^{3/2} \left(\frac{e}{m_p Q_i} \right)^{1/2} V_c^{3/2} (pd)^{-3/2}. \quad (9.22)$$

Cette dernière équation fait le lien entre les trois paramètres de similitude : la chute cathodique V_c , le courant réduit j/p^2 et l'épaisseur réduite de l'espace sombre pd . En utilisant (9.22), l'expression du champ peut encore s'écrire sous la forme

$$E = \frac{5}{3} \frac{V_c}{d^{5/3}} (d-x)^{2/3}. \quad (9.23)$$

En utilisant l'équation de Poisson, en dérivant l'expression du champ par rapport à x , on obtient la concentration des ions positifs dans l'espace sombre cathodique

$$n_p = \frac{j^{2/3}}{e} \left(\frac{m_p Q_i p}{12 e} \right)^{1/3} (d-x)^{-1/3} \quad (9.24)$$

ou l'expression équivalente

$$n_p = \frac{5}{18\pi} \frac{V_c}{e d^{5/3}} (d-x)^{-1/3}. \quad (9.25)$$

En tenant compte du fait que dans les conditions de la décharge lumineuse anormale, le courant n'est pratiquement transporté, dans l'espace sombre cathodique, que par les ions positifs, c'est-à-dire que $j \approx j_p = en_p u_p$, on peut obtenir à partir des deux dernières équations, deux expressions équivalentes pour la vitesse d'entraînement des ions positifs :

$$u_p = \left(\frac{12 e j}{m_p Q_i p} \right)^{1/3} (d-x)^{1/3} \quad (9.26)$$

ou

$$u_p = \left(\frac{10 e V_c}{3 \pi m_p Q_i p d^{5/3}} \right)^{1/2} (d-x)^{1/3}. \quad (9.27)$$

En intégrant l'expression du champ électrique, (9.21) ou (9.23), on obtient enfin la distribution du potentiel dans l'espace sombre de la décharge anormale :

$$V = V_c - \frac{3}{5} (6\pi j)^{2/3} \left(\frac{\pi m_p Q_i p}{2 e} \right)^{1/3} (d-x)^{5/3} \quad (9.28)$$

ou

$$V = V_c \left[1 - \left(\frac{d-x}{d} \right)^{5/3} \right]. \quad (9.29)$$

La théorie exposée est conforme aux données expérimentales. Nous reproduisons quelques-unes de ces données, tableaux 11, 12, 13 et figures 96 et 97 : valeurs de la chute cathodique, de la densité du courant réduite et de l'épaisseur réduite de l'espace sombre cathodique. Ainsi, par exemple, en considérant la décharge lumines-

cente normale dans l'argon, avec cathode de fer, nous avons : $V_{cn} = 165$ V, $pd_n = 0,33$ mmHg.cm, $\bar{\alpha}/p = 9$ (mmHg.cm) $^{-1}$, $Q_i = 170$

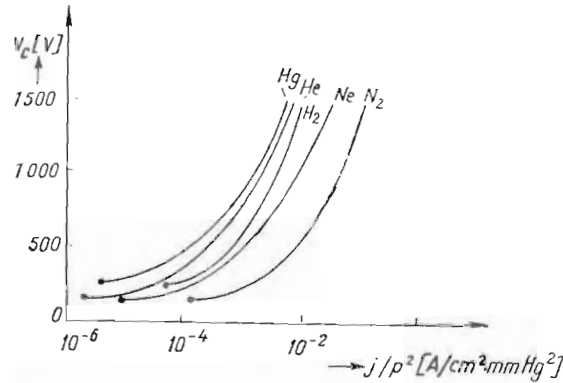


Fig. 96. — Courant réduit en fonction de la chute cathodique.

(mmHg.cm) $^{-1}$, $\gamma = 8 \cdot 10^{-2}$; en utilisant l'expression (9.19), on obtient $j/\rho^2 = 1,6 \cdot 10^{-4}$ A/(cm.mmHg) 2 , valeur qui se trouve en parfait accord avec les données expérimentales.

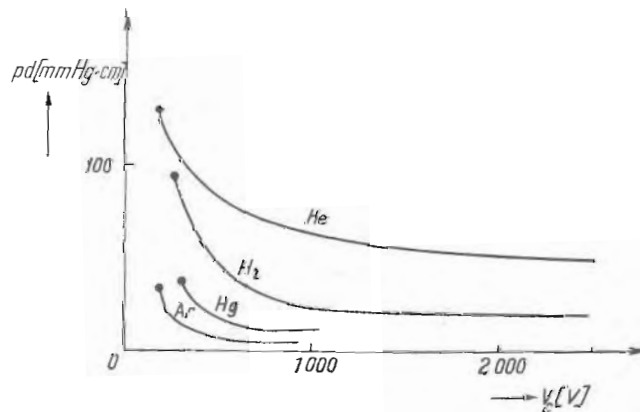


Fig. 97. — Épaisseur réduite de l'espace sombre cathodique en fonction de la chute cathodique.

Nous remarquons que ces relations simples, correspondant à la décharge luminescente anormale, peuvent être utilisées pour déterminer, à partir des mesures du champ électrique ou des paramètres de similitude, la valeur de la section efficace de transfert

résonnant de charge. Comme on le verra, ces valeurs sont en bon accord avec les valeurs calculées à partir de l'expression théorique [040], [176], [177]

$$Q_i = (A - B \log u_p)^2, \tag{9.30}$$

où

$$A = \frac{3,1 \cdot 10^{-14}}{\alpha \sqrt{eV_i}} \ln (3,9e^{31} \alpha \sqrt{eV_i}), \quad B = \frac{7,1 \cdot 10^{-14}}{\alpha \sqrt{eV_i}},$$

$$\alpha = \frac{3}{2} \left(\frac{1}{2} \right)^{1/2} \left(\frac{mc^2}{137^2 eV_i} \right) \frac{a_0}{a}, \tag{9.31}$$

eV_i étant l'énergie de la première ionisation, a le rayon moyen de l'atome neutre, et a_0 le rayon de la première orbite de Bohr de l'atome d'hydrogène; on obtient, alors, pour les gaz nobles, une valeur de α voisine de 0,7.

Tableau II. Chute cathodique normale [V]

Cathode	Air	H ₂	N ₂	O ₂	He	Ne	Ar	Hg
Al	229	170	180	311	140	120	100	245
Ag	280	216	233		162	150	130	318
Au	285	247	233		165	158	130	
Ba			157		86		93	
Bi	272	240	210		137		136	
C		240						475
Ca			157		86	86	93	
Cd	266	200	213		167	160	119	
Cu	370	214	208		177	220	130	447
Fe	269	250	215	290	150	150	165	298
Hg			226		42			340
K	180	94	170		59	68	64	
Mo						115		353
Mg	224	153	188	310	125	94	119	
Na	200	185	178		80	75		
Ni	226	211	197		158	140	131	275
Pb	207	223	210		177	172	124	
Pt	277	276	216	364	165	152	131	340
Sb	269	252	225				136	
Sn	266	226	216				124	
Sr			157		86		93	
W						125		305
Zn	277	184	216	354	143		119	

Les mesures du champ électrique dans l'espace sombre cathodique de la décharge lumineuse anormale [178] ont mis en évidence une distribution spatiale de la forme $E \sim \bar{x}^{2/3}$ fournie par (9.21). On a utilisé pour ces expériences la méthode de la déviation d'un faisceau électronique faible, orienté parallèlement à la surface de la cathode;

la déviation de ce faisceau, enregistrée sur un écran fluorescent est, dans certaines conditions, proportionnelle au champ électrique présent dans le plan de passage du faisceau. En utilisant les courbes

Tableau 12. Epaisseur réduite de la chute cathodique normale pd_n [mmHg·cm] à la température ambiante

Cathode	Air	H ₂	N ₂	O ₂	He	Ne	Ar	Hg
Al	0,25	0,72	0,31	0,24	1,32	0,64	0,29	0,33
C		0,90						0,69
Cd		0,87						
Cu	0,23	0,80						0,60
Fe	0,52	0,90	0,42	0,31	1,30	0,72	0,33	0,34
Mg		0,61	0,35	0,25	1,45			
Hg		0,90						
Ni		0,90						0,40
Pb		0,84						
Pt		1,00						
Zn		0,80						

expérimentales $E(\bar{x}, p, j)$ et l'expression (9.21), on obtient des valeurs de la section efficace qui sont en bon accord avec les valeurs calculées à partir de (9.30), comme on le voit sur le tableau 14 (\bar{u}_p est la vitesse

Tableau 13. Densité réduite du courant pour une décharge lumineuse normale j_n/p^2 [$\mu\text{A}/(\text{cm}\cdot\text{mmHg})^2$] à la température ambiante

Cathode	Air	H ₂	N ₂	O ₂	He	Ne	Ar	Hg
Al	330	90						4
Au	570	110						
Cu	240	64						15
Fe, Ni		72	400		2,2	6	160	8
Mg					3	5	20	
Pt		90	380	550	5	18	150	

moyenne d'entraînement des ions positifs dans l'espace sombre; sa valeur est égale aux trois quarts de celle à la surface de la cathode: $\bar{u}_p = 0,75 u_p(0)$.

La section efficace de transfert résonnant de charge peut également être déterminée à partir des mesures des paramètres de similitude $V_c, j/p^2, pd$ de la décharge anormale, en utilisant la relation (9.22); \bar{u}_p est, avec les mêmes notations, la vitesse correspondant aux ions positifs. Pour appliquer cette méthode, il est nécessaire que les trois grandeurs soient mesurées simultanément afin de correspondre au même état de la surface de la cathode; en outre, l'amor-

cage de la décharge doit être produit par de courtes impulsions afin d'éviter le chauffage de la cathode, donc la diminution de la pression réduite du gaz. Comme on le voit sur la figure 98, la concordance entre

Tableau 14. Détermination de la section efficace de transfert résonnant de charge à partir des mesures de champ électrique dans l'espace sombre cathodique (hélium, $p = 1$ mmHg)

j 10^{-6} A/cm ²	x^* cm	E V/cm	$Q_i^{1,2}$ (cm.mmHg) ^{-1/2} de (9.12)	u_p 10^{-5} cm/s	$Q_i^{1/2}$ (cm.mmHg) ^{-1/2} de (9.30)
63,70	0,44	500	9,2	9,5	9,1
31,90	0,60	400	9,6	8,1	9,3
12,70	0,70	260	10,8	5,8	9,7
6,37	1,00	200	10,2	5,4	9,8
3,19	1,05	125	9,6	4,6	10,0
1,27	1,15	75	10,2	3,3	10,4

les valeurs déterminées par cette méthode (représentées par des points) et les valeurs calculées à l'aide de l'expression (9.30) (traits pleins) est assez bonne pour tous les gaz rares.

Un problème important pour la compréhension du mécanisme de la chute cathodique est la connaissance de la distribution de l'énergie des ions positifs arrivant à la cathode [153], [179] — [185]. Il faut, dans ce but, percer un petit orifice dans la cathode, les ions positifs y pénétrant étant analysés en énergie par un champ électrique de sens contraire, appliqué à une plaque collectrice montée derrière la cathode. Des recherches récentes [185] analysent la distribution en énergie des ions positifs à l'aide d'un analyseur électrostatique à secteur; un spectromètre magnétique de masse est monté ensuite en série. Les ions positifs ainsi triés sont enregistrés par un multiplieur électronique connecté à un oscillographe.

On fera, au paragraphe suivant, une étude théorique plus détaillée de la distribution de l'énergie des ions positifs dans la couche de charge d'espace se trouvant devant la cathode. Ici nous ne donnerons qu'une théorie élémentaire. Ainsi, en désignant par $l = 1/Q_p$ le libre parcours moyen pour le transfert résonnant de charge et par N_0 le nombre d'ions positifs qui partent de la limite cathodique de la ligne négative, le nombre de collisions donnant lieu à transfert de charge dans une couche infinitésimale dx est $N_0 dx/l$. La probabilité pour qu'un ion atteigne la cathode sans subir le processus de transfert est $\exp(-x/l)$; ainsi le nombre d'ions d'énergie $eV(x)$ ($V(0) = 0$) à la cathode est fourni par

$$dN = \frac{N_0}{l} \exp\left(-\frac{x}{l}\right) dx. \quad (9.32)$$

* Ces valeurs se rapportent approximativement au milieu de l'espace sombre cathodique.

Si l'on considère, en première approximation, un champ qui décroît linéairement depuis la cathode jusqu'à la limite de la lueur négative, les expressions (9.14) et (9.15) deviennent

$$E = \frac{2V_c}{d^2}(d-x); \quad (9.33)$$

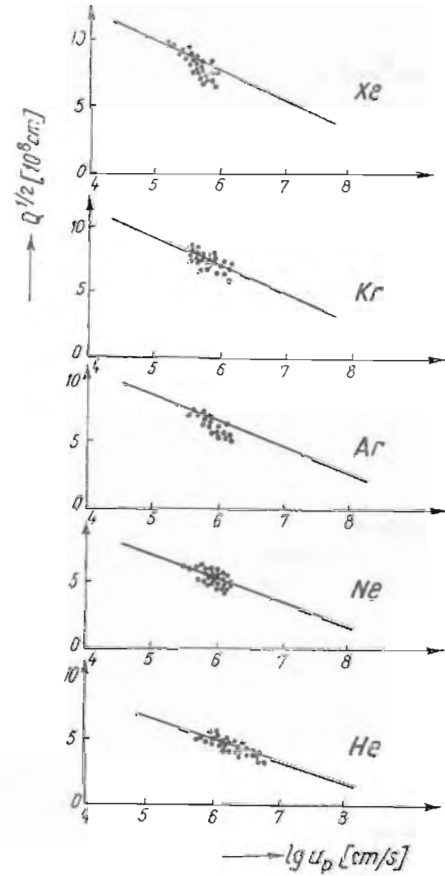


Fig. 98. — Section efficace du transfert résonnant de charge déterminée à l'aide des paramètres de similitude de la décharge lumineuse anormale.

en intégrant sur tout l'espace sombre cathodique et en explicitant par rapport à x , on obtient

$$x = d \left[1 - \left(1 - \frac{V}{V_c} \right)^{1/2} \right]. \quad (9.34)$$

La distribution de l'énergie des ions positifs à la cathode s'obtient en introduisant (9.34) dans (9.32); dans la plupart des cas pratiques, $l/d \ll 1$, de sorte que (9.32) devient

$$\frac{V_c}{N_0} \frac{dN}{dV} = \frac{d}{2l} \exp \left(- \frac{d}{2l} \frac{V}{V_c} \right). \quad (9.35)$$

En déterminant cette distribution et en mesurant V_c et d , on détermine, à partir de la dernière relation, l , par conséquent Q_i , dont les valeurs sont en bon accord avec les valeurs fournies par l'expression (9.30).

Un des problèmes les plus difficiles est d'établir quantitativement l'importance des différents processus d'émission électronique qui interviennent dans la condition d'état stationnaire [156], [159]. Ceci est généralement dû au fait que les processus γ dépendent essentiellement de l'état de la surface de la cathode, difficilement contrôlable et reproductible dans les diverses expériences. L'équation d'état stationnaire (9.7) peut encore s'écrire, en tenant compte explicitement, mais de façon formelle de ces processus :

$$(N_{i1} + f_i N_{i2}) \gamma_i + f_j N_j \gamma_j + f_m N_m \gamma_m + N_n \gamma_n = 1, \quad (9.36)$$

où N_{i1} et N_{i2} désignent le nombre moyen d'ions formés respectivement dans l'espace sombre et dans la lueur négative par un électron quittant la surface de la cathode, f_i la fraction correspondante d'ions arrivant à la cathode, et γ_i le rendement de l'émission électronique de la cathode par bombardement d'ions positifs. Les grandeurs f_j et f_m , N_j , N_m et N_n , γ_j , γ_m et γ_n correspondent à f_i , N_{i2} (ou N_{i1} en ce qui concerne N_n) et γ_i , respectivement pour l'émission électronique secondaire sous l'action des photons, des atomes métastables et des atomes neutres rapides.

Analysons brièvement la contribution de ces processus. Ainsi, dans le cas de la décharge normale, $d > l_i$, la plus grande partie des ions, transportant le courant vers la cathode, est formée dans l'espace sombre cathodique. En première approximation, leur nombre peut se calculer en supposant que les électrons se déplacent à une vitesse de dérive et en utilisant le coefficient α de Townsend ; plus la variation relative du champ électrique sur un libre parcours moyen d'ionisation est petite, c'est-à-dire $(dE/dx) (l_i/E) \ll 1$, meilleure est cette approximation. Une évaluation de N_{i1} sur cette base conduit à une valeur de l'ordre de 10. Toutefois, dans le cas de la décharge anormale, $d \leq l_i$, on peut alors considérer que les électrons se meuvent librement dans la région de chute cathodique ; en utilisant pour le calcul de N_{i1} la section efficace d'ionisation, on obtient cette fois des valeurs de l'ordre de quelques dixièmes. Dans ces conditions, pour une décharge anormale, les ions positifs qui arrivent à la cathode ne sont formés pratiquement que dans la lueur négative. La contribution à la condition d'état stationnaire des ions positifs produits dans la chute cathodique $N_{i1} \gamma_i$ peut varier dans de très larges limites, en fonction de la valeur du rendement γ_i , c'est-à-dire en fonction de l'énergie des ions positifs et de l'état de surface de la cathode. Ainsi, par exemple, en prenant pour γ_i des valeurs de l'ordre de 10^{-1} — 10^{-2} , cette contribution peut être de 10—100 % dans le cas de la décharge normale et de 0,1—1 % seulement dans le cas de la décharge anormale.

En ce qui concerne N_{i2} , celui-ci peut être évalué en calculant l'énergie acquise par les électrons dans l'espace sombre; en supposant que toute cette énergie est dépensée en excitation et en ionisation dans la lueur négative et en considérant qu'en moyenne 30 eV sont dépensés pour une ionisation, on obtient pour N_{i2} une valeur de quelques unités pour la décharge normale et de quelques dizaines pour la décharge anormale; on constate ainsi que la contribution des ions positifs formés dans la lumière négative $f_i N_{i2} \gamma_i$ est de l'ordre de 1–10% et de 10–100% pour les deux régimes de décharge.

L'influence des photons produits dans le volume de la décharge sur l'émission des électrons à la cathode a été étudiée dans une série de travaux récents [147], [186], [187]; ce sont les photons énergiques (de 8–25 eV), formés dans la lueur négative, qui ont un rôle actif, particulièrement les photons correspondant à la raie de résonance [162]. L'analyse de la contribution des photons peut se faire à l'aide d'un condensateur placé latéralement par rapport à la décharge pour retenir les charges électriques [163], [188], [189]; l'émission secondaire d'une photocathode, provoquée par les photons qui passent à travers ce filtre électrique, est étudiée par la méthode du champ inverse.

Il est encore plus difficile d'apprécier le rôle des processus γ_m et γ_n . Formellement, l'action à la cathode des atomes métastables formés dans la lueur négative peut être traitée tout comme celle des photons, mais en introduisant une constante de diffusion plus petite, correspondant à la diffusion des atomes métastables. En ce qui concerne le processus γ_n , dans les gaz monoatomiques, il faut considérer que N_n peut être quelques fois plus grand que $N_{i1} + f_i N_{i2}$, puisque chaque ion positif arrive à la cathode accompagné d'une grande partie des atomes qui ont transporté précédemment la charge positive.

Dans le cadre de la théorie simple de la chute cathodique exposée plus haut, nous avons considéré que les ions positifs ont un mouvement de dérive (en équilibre avec le champ électrique local). Toutefois, pour une décharge en régime très anormal, le champ électrique varie beaucoup sur un libre parcours moyen de transfert. La théorie qui envisage cet effet (et qui sera donnée au paragraphe suivant), généralise la relation (9.22) sous la forme [190] – [192]

$$\frac{j}{\rho^2} = \frac{1}{9\pi} \left(\frac{2e}{m_p} \right)^{1/2} \frac{V_c^{3/2}}{(pd)^2} \left(1 + 0,319 Q_i pd \right)^{-1/2}. \quad (9.37)$$

Les deux relations ne sont pratiquement équivalentes que si le nombre de collisions donnant lieu à des transferts de charge, $d/l = Q_i pd$, effectuées par un ion positif dans l'espace sombre, est suffisamment grand pour que la condition $0,32 Q_i pd \gg 1$ soit remplie.

Remarquons également qu'en régime très anormal (chutes cathodiques très grandes) et pour une grande pression du gaz, les

ions positifs et les atomes neutres rapides (formés par transfert de charge) excitent et ionisent le gaz dans l'espace sombre. Dans ces conditions, il apparaît sur la surface de la cathode une région lumineuse.

Mentionnons enfin que dans la zone de transition de la chute cathodique au plasma de la lueur négative, le courant de diffusion ne peut plus être négligé par rapport au courant dû au champ ; de même, dans le champ électrique relativement faible, la vitesse d'entraînement des ions positifs n'est plus proportionnelle à $(E/p)^{1/2}$, mais à E/p [040]. Nous avons considéré plus haut cette zone de transition comme suffisamment petite et nous avons évité de l'analyser en utilisant la condition aux limites $E(d) = 0$.

La lueur négative et l'espace sombre de Faraday. La lueur négative et l'espace sombre de Faraday sont de nature phénoménologique différente : ils apparaissent successivement sous la forme d'une couche très brillante suivie graduellement par un espace relativement sombre. Ces régions seront toutefois considérées ici ensemble, car leurs propriétés sont inséparables. Le mécanisme qualitatif des phénomènes ayant lieu dans cette région est éclairci de manière générale en [030], [146], [193]—[203]. Le faisceau d'électrons primaires, accélérés dans l'espace de chute cathodique, pénètre dans cette région par la limite cathodique de la lueur négative. Dans le cas de la décharge anormale, l'énergie de ces électrons peut être très rapprochée de l'énergie correspondant à la chute cathodique. La seule source d'énergie de la région formée de la lueur négative et de l'espace sombre de Faraday est l'énergie cinétique de ces électrons primaires, qui produisent une ionisation intense dans cette région ; de nombreux électrons secondaires ainsi formés ont une énergie beaucoup plus petite, mais suffisante aussi bien pour provoquer une excitation intense des atomes du gaz que pour provoquer de nouvelles ionisations. Il se forme ainsi, dans cette région, un plasma pratiquement équipotentiel. Mais à l'encontre du plasma en équilibre, la distribution de l'énergie des électrons n'est pas, en général, maxwellienne. Les déterminations à l'aide des sondes (voir paragraphe suivant) mettent en évidence l'existence de trois groupes d'électrons relativement distincts : primaires, secondaires et ultimes. Le groupe des électrons primaires, qui sont en faible nombre, forme le faisceau qui vient de la chute cathodique. Le groupe des électrons secondaires, ayant une énergie moyennée de 5–10 eV, plus nombreux, produit l'excitation et l'ionisation du gaz. Il peut être formé par plusieurs processus : ionisation produite par les électrons primaires, recombinaison électron-ion en présence d'un troisième électron qui reçoit l'énergie de recombinaison, interaction des électrons primaires et des électrons ultimes, à la suite de laquelle l'énergie cinétique de ces derniers augmente. Enfin, le groupe des électrons ultimes, le plus important, a une distribution approximativement maxwellienne, correspondant à une énergie moyenne d'environ 1 eV. L'importance de ce groupe augmente vers l'espace sombre de Faraday, ainsi qu'avec

l'augmentation de la pression du gaz et du courant de la décharge ; mais l'énergie moyenne augmente lorsque la pression et le courant diminuent. L'ionisation n'a pratiquement pas lieu dans l'espace de Faraday, le courant étant dû à la diffusion des électrons et des ions de la lueur négative, sous l'influence des gradients élevés de la concentration. Les caractéristiques de sonde mettent en évidence la forme de la fonction de distribution des électrons le long de la lueur négative et de l'espace de Faraday. Pour illustrer ceci, nous repro-

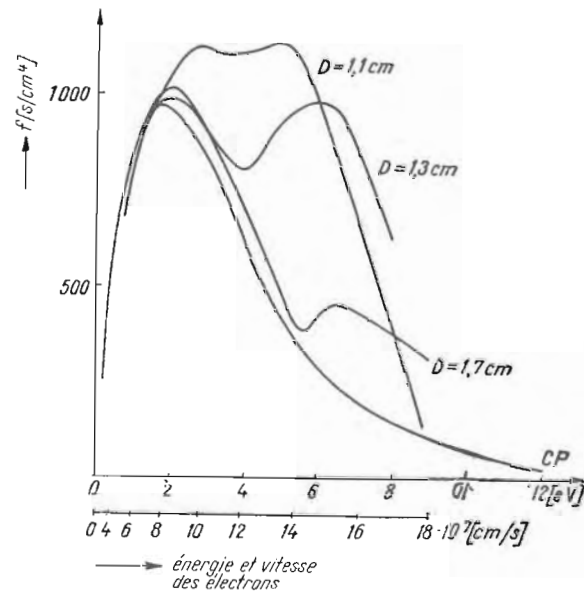


Fig. 99. — Fonction de distribution des électrons dans la lumière négative et dans l'espace sombre de Faraday (l'épaisseur de l'espace sombre cathodique étant de 0,8 cm); *CP* représente la distribution Maxwellienne des électrons dans la colonne positive.

duisons sur la figure 99 la distribution des électrons $f = dn_e/dv$ (s/cm^3) pour une décharge dans le néon (courant = 1,8 A, $p = 4,7$ mmHg, diamètre du tube = 2,8 cm) pour diverses distances D de la cathode; la courbe *CP* correspond à la distribution de la colonne positive ($T_e = 2,65$ eV, $n_e = 9,2 \cdot 10^{10}$ cm^{-3}) [204]. C'est toujours à l'aide de sondes qu'on a pu constater que le champ électrique est presque nul depuis la limite cathodique de la lueur négative jusqu'à l'extrémité anodique de l'espace de Faraday, où il augmente en accélérant les électrons dans la colonne positive. En ce qui concerne le rôle joué par les électrons primaires dans la formation et le maintien du plasma de la lueur négative, les expériences [205] sont significatives, car elles montrent que la longueur de la lueur négative est égale à celle du parcours de relaxation des électrons,

ayant une énergie initiale correspondant à la chute cathodique (fig. 100).

Nous avons montré plus haut comment les électrons primaires engendrent les porteurs de charge dans la lueur négative. En ce qui concerne les pertes d'électrons et d'ions de cette région, nous

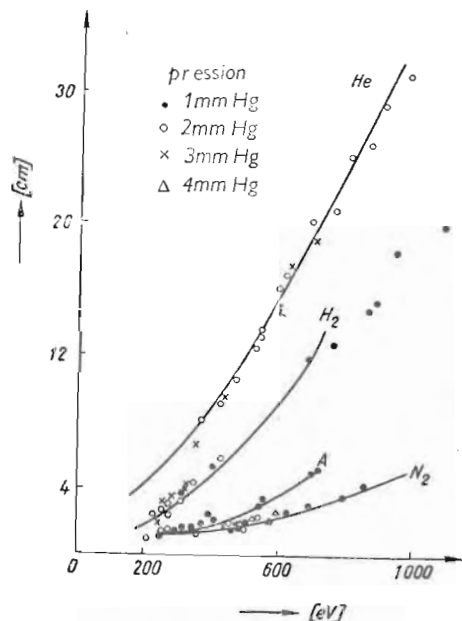


Fig. 100. — Comparaison entre la longueur de la lueur négative (les signes correspondent aux données expérimentales pour différentes pressions) et la longueur du parcours de relaxation des électrons dans les gaz (courbes pleines).

pouvons considérer : les pertes radiales par diffusion ambipolaire, accompagnées de la recombinaison des électrons et des ions aux parois (ces pertes étant importantes dans les tubes de petit diamètre) ; les pertes axiales par diffusion des porteurs de charge, aussi bien en direction de la cathode qu'en direction de l'anode ; les pertes en volume par recombinaison des électrons et des ions.

On peut en faire l'étude théorique [145], [206] en considérant les équations du flux des porteurs de charge soumis à un champ électrique faible et à gradient de concentration

$$\begin{aligned}
 j_e &= j_1 + eD_e \frac{dn_e}{dx} + e\mu_e n_e E, \\
 j_p &= -eD_p \frac{dn_p}{dx} + e\mu_p n_p E,
 \end{aligned}
 \tag{9.38}$$

ainsi que les équations de continuité

$$\begin{aligned}\frac{dj_e}{dx} &= -\alpha j_1 - \beta j_1 n_e + e\rho n_p n_e + e\tau n_p n_e^2, \\ \frac{dj_p}{dx} &= \alpha j_1 + \beta j_1 n_e - e\rho n_p n_e - e\tau n_p n_e^2.\end{aligned}\tag{9.39}$$

Les termes écrits dans le membre de droite des équations de continuité représentent, respectivement, l'ionisation directe du gaz α , par le faisceau électronique primaire de densité j_1 , l'ionisation indirecte produite par les électrons primaires par l'intermédiaire des électrons ultimes accélérés jusqu'à des énergies suffisantes pour provoquer l'ionisation du gaz, la recombinaison par collision binaire ρ et triple τ . Nous avons supposé le rayon du tube suffisamment grand pour pouvoir négliger les pertes radiales. Les quatre dernières équations forment, avec l'équation de Poisson, un système qui peut être résolu par approximations successives. Ici, nous ne ferons que quelques considérations générales. Ainsi, à partir des relations ci-dessus et compte tenu également de la condition de continuité du courant, $j = j_e + j_p$, on arrive à

$$j - j_1 = e \left(D_e \frac{dn_e}{dx} - D_p \frac{dn_p}{dx} \right) + eE(\mu_e n_e + \mu_p n_p),\tag{9.40}$$

$$\alpha j_1 + \beta j_1 n_e - e\rho n_p n_e - e\tau n_p n_e^2 = -eD_p \frac{d^2 n_p}{dx^2} + e\mu_p \frac{d}{dx}(n_p E).$$

En tenant compte également de la quasi-neutralité du plasma ($n_e \approx n_p \approx n$), justifiée dans un faible champ électrique réduit et pour une grande concentration de porteurs de charge, on obtient, après des transformations simples, l'équation

$$D_a \frac{d^2 n}{dx^2} + \frac{\alpha j_1}{e} + \frac{\beta j_1}{e} n - \rho n^2 - \tau n^3 = 0\tag{9.41}$$

où $D_a = (\mu_e D_p + \mu_p D_e)/(\mu_e + \mu_p)$ est le coefficient de diffusion ambipolaire.

En ce qui concerne les conditions aux limites, nous remplacerons la diminution graduelle de la concentration en porteurs à l'extrémité cathodique de la lueur négative ($x = 0$), par la condition $n(0) = 0$, puisque, avec une bonne approximation, nous pouvons négliger la concentration des porteurs de charge dans l'espace de chute cathodique par rapport à leur concentration dans le plasma de la lueur négative; nous considérerons également comme condition aux limites $j_e(0) = j_1$, donc aussi $j_p(0) = j - j_1$. Une autre condition s'obtiendra en éliminant E et j entre les équations (9.38) et $j = j_e + j_p$

$$j_p^* = (j - j_1) \frac{\mu_p}{\mu_e + \mu_p} - eD_a \frac{dn}{dx},\tag{9.42}$$

de sorte que nous aurons pour $x = 0$ approximativement $j_p(0) = -eD_a(dn/dx)_0$.

En multipliant l'équation (9.41) par dn/dx et en tenant compte des conditions aux limites précédentes, on obtient une première expression de la forme

$$i^2 = (j - j_1)^2 - 2eD_a \left[\alpha(j - j_1)n - \frac{e\sigma}{3}n^3 - \frac{e\tau}{4}n^4 \right] \quad (9.43)$$

où nous avons pris $i = eD_a(dn/dx)$; cette grandeur est par conséquent une fonction connue de la concentration n . En posant $i = 0$, on peut calculer, à partir de la dernière équation, la concentration maximale n_{max} dans la lueur négative; la position de ce maximum résulte de la définition de i

$$x_{max} = -eD_a \int_0^{n_{max}} \frac{dn}{i(n)}. \quad (9.44)$$

Outre la distribution de la concentration, la distribution du champ électrique dans la lueur négative présente également de l'intérêt. Cette dernière se déduit des équations (9.38) et (9.42)

$$E = \frac{1}{en(\nu_e + \nu_p)} \left[j_p(0) + j \frac{D_e - D_p}{D_a} \right]. \quad (9.45)$$

Comme $D_e \gg D_a, D_p$, la dernière expression montre que les signes de E et j sont les mêmes. Ainsi, au voisinage de la limite cathodique de la lueur négative, le champ entraîne les ions positifs vers la cathode, tandis que dans la partie anodique il les accélère vers l'anode; le courant électronique est toutefois dirigé vers l'anode, même dans cette partie, sous l'influence du fort gradient de concentration.

Types particuliers de décharge lumineuse.

a) *L'effet de cathode double (creuse, concave)*. Nous avons montré plus haut que les électrons primaires, accélérés dans l'espace sombre cathodique, forment un faisceau normal à la surface de la cathode. Alors, l'utilisation d'une cathode concave provoque la focalisation des électrons primaires, ce qui conduit à un accroissement sensible de l'ionisation dans la lueur négative. Par conséquent, pour un même courant de décharge, une chute cathodique beaucoup plus petite est nécessaire ou, pour la même chute cathodique, le courant devient de quelques ordres de grandeur plus grand que dans le cas de la cathode plane. Cet effet peut s'étudier à l'aide de deux cathodes planes placées vis-à-vis (cathode double) en faisant varier la distance entre elles ou la pression du gaz, pour obtenir le recouvrement des deux lueurs négatives. Nous donnons figure 101 une comparaison entre les courants i_0 et i mesurés en l'absence et en présence de la seconde cathode (décharge dans le xénon, cathodes planes

de fer ayant une surface de 20 cm^2 , et une chute cathodique $V_c = 450 \text{ V}$ [207]. Ce phénomène porte le nom d'effet de cathode double [147], [156], [158] — [160], [161] — [163], [207] — [223]. Sur la figure 102, l'amplification du courant i/i_0 est représentée en fonction du produit pa , pour différents gaz. Un effet similaire se produit dans le cas des cathodes concaves cylindriques, sphériques ou d'autre forme, le phénomène mentionné pouvant être dénommé, en général, effet de cathode concave (creuse).

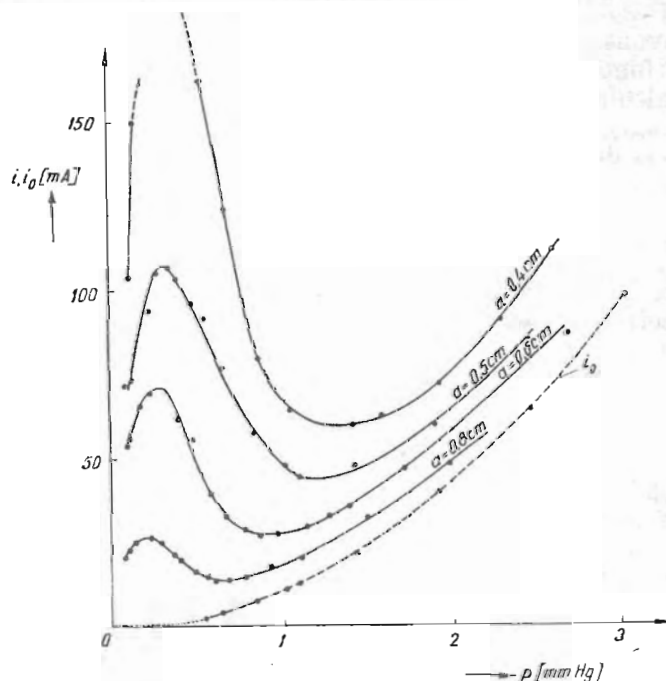


Fig. 101. — Effet de cathode double dans le xénon (cathode de fer).

Qualitativement, l'effet de cathode double s'explique de la façon suivante. Une augmentation de l'action ionisante des électrons primaires, due à la géométrie, se produit dans la lueur négative commune. L'ionisation dans la lueur négative augmente aussi parce que les électrons primaires énergiques, une fois injectés dans le plasma de la lueur négative, sont retenus là par les hautes barrières de potentiel des chutes cathodiques. En outre, la géométrie de la cathode concave réduit de façon importante les pertes en porteurs de charge, par diffusion ambipolaire vers les parois.

L'augmentation massive des phénomènes d'excitation et d'ionisation dans la lueur négative, lorsque l'effet de cathode double existe, conduit à l'accroissement du coefficient δ , la diminution de l'espace sombre, l'accroissement du coefficient γ (surtout de γ_i et γ_{ii}).

En principe, la théorie de l'effet de cathode double est identique à celle de la décharge lumineuse anormale. De la sorte, en utilisant les données expérimentales pour V_c , j/p^2 , pd ainsi que la relation (9.22), on a obtenu des valeurs de la section efficace de

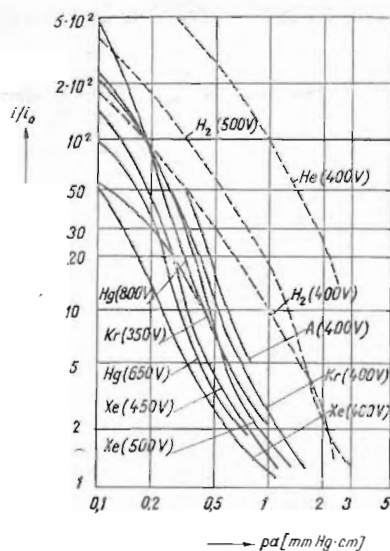


Fig. 102. — Amplification i/i_0 du courant dans les conditions de l'effet de cathode double.

transfert résonnant de charge en bon accord avec la formule (9.30), pour tous les gaz rares [156] — [160], [164] — [166]. La différence entre la décharge à cathode simple et celle à cathode double ressort du tableau 15 dans le cas de la décharge lumineuse dans l'hélium, à cathodes planes de fer placées l'une vis-à-vis de l'autre à la distance $a = 1,08$ cm. Dans ce tableau, $q = i/i_0$ représente l'amplification du courant, V_c , j/p^2 , pd ayant été mesurés, Q_i calculé à l'aide de (9.22); la vitesse u_i et la concentration n_i d'ions positifs à la cathode ont été calculées à l'aide respectivement de (9.26) et de (9.24), et $N_1 = Q_i pd$ est le nombre des collisions donnant lieu à transfert de charge dans l'espace de chute cathodique, N_1 le nombre d'ionisations produites par un électron émis par la cathode et par les électrons secondaires dans ce même espace, \bar{W} l'énergie moyenne avec laquelle ces électrons (l'électron initial inclus) pénètrent dans la lueur négative, $N_2 \approx (1 + N_1) (\bar{W}/31)$ le nombre d'ionisations effectuées par les mêmes électrons dans la lueur négative (les électrons qui pénètrent dans le plasma perdent en moyenne 31eV pour ioniser un atome d'hélium), et $\delta \approx (N_1 + N_2)/(1 + N_1)$.

Mentionnons finalement les travaux récents concernant l'étude de la caractéristique tension-courant et de l'intensité de la lumière

émise par les atomes du gaz, par les atomes du matériau de la cathode (libérés à cause de la pulvérisation cathodique), en fonction de la géométrie de la cathode, de la pression du gaz, ainsi que de l'intensité et de l'orientation d'un champ magnétique extérieur [222]. A la suite de ces travaux on est arrivé à la conclusion que l'amplifi-

Tableau 15. Comparaison entre la décharge à cathode simple et la décharge à cathode double dans l'hélium

q	V_c V	p mm Hg	j 10^{-4} A/cm	d cm	Q_i (cm. mm/Hg-1)	v/c 10^{-6} cm/s	v/c 10^{-6} cm-s	N_i	\bar{W} V	N_s	N_s	δ
1	330	1,72	5	0,292	99	1,29	2,42	50,0	233	0,60	12	
35	330	1,72	177	0,078	57	3,30	33,50	7,6	300	0,14	11	0,10
1	400	0,93	1	0,730	81	1,35	0,46	55,0	262	0,83	15,5	
245	400	0,93	245	0,088	53	4,80	31,94	4,3	380	0,08	13	0,08

cation du courant et de la lumière, caractérisant l'effet de cathode double, peut être expliquée par la résonance de phase entre la vitesse du faisceau d'électrons primaires, provenant de la cathode, et la vitesse de phase de l'onde excitée dans le plasma de la lueur négative. De même, la stimulation de l'effet de cathode double, provoquée par l'application d'un champ magnétique normal aux cathodes, est attribuée au couplage de la résonance de cyclotron et de la résonance de phase, par une interaction typique d'instabilité cinétique faisceau-plasma.

L'émission intense de la lueur négative et la température relativement basse du gaz (donc très faible effet d'élargissement de Doppler des lignes spectrales) font que la décharge à cathode double soit utilisée comme source spectrale.

b) *La décharge luminescente entravée.* La figure 103 reproduit l'allure typique de la différence de potentiel entre les électrodes de la décharge luminescente dans l'hydrogène en fonction de la distance qui les sépare, le courant étant maintenu constant. Tant que l'anode se trouve dans la colonne positive, le potentiel décroît linéairement, sa pente représentant le gradient de la colonne positive. En introduisant l'anode dans l'espace de Faraday, il se produit une baisse brusque du potentiel, de l'ordre du potentiel d'ionisation (10–25 V), correspondant à la disparition de la chute anodique et de la lumière anodique (voir § 13). Si l'on rapproche encore les électrodes, le potentiel reste pratiquement constant et égal à la valeur de la chute cathodique V_c . En diminuant encore la distance entre les électrodes, en dessous d'une distance critique, près de la limite cathodique de la lueur négative, la différence de potentiel diminue légèrement, puis augmente brusquement, alors que la lueur négative disparaît gra-

duellement. Ce régime est nommé décharge entravée [224] — [228]. La diminution de la différence de potentiel avant le phénomène d'obstruction est due à la réflexion des électrons primaires à la surface de l'anode, ce qui conduit à l'augmentation de la densité du

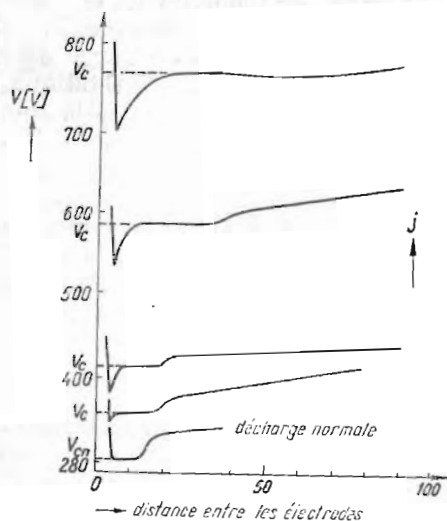


Fig. 103. — Décharge lumineuse entravée.

plasma dans la lueur négative, par conséquent à l'augmentation du coefficient δ . En introduisant plus profondément l'anode dans la région où est produite la composante δ des ions positifs, ce coefficient décroît rapidement; de façon correspondante, la condition d'état stationnaire implique une très grande augmentation de la différence de potentiel nécessaire au maintien de la décharge dans les conditions de disparition de la lumière négative. Ces expériences démontrent une fois de plus le rôle essentiel joué par la lueur négative dans l'entretien de la décharge.

Un cas particulier de décharge fortement entravée, pour de faibles pressions ($p < 10^{-2}$ mmHg) et pour de très grandes tensions (10–15 kV), est constitué par la décharge à rayons-canaux [229]. Le maintien de ce type de décharge est assuré par l'ionisation du gaz, provoquée par les électrons et les ions et par les processus γ_i et γ_n . La distribution de l'énergie du faisceau d'ions positifs et des atomes neutres rapides qui tombent sur la cathode est régie par le transfert de charge. En pratiquant un orifice dans la cathode, ce faisceau se présente comme une trace lumineuse (rayon-canal) dans l'espace faisant suite à la cathode, l'excitation du gaz étant produite aussi bien par les ions positifs que par les atomes neutres rapides, comme on peut le montrer en déviant les ions à l'aide d'un champ magnétique transversal [230].

Un autre genre de décharge entravée est la décharge contrainte ; elle se produit lorsque le diamètre du tube devient comparable à l'épaisseur de l'espace sombre cathodique [231] ; dans ce cas, les pertes importantes de porteurs de charge aux parois doivent être compensées par une augmentation considérable de la chute cathodique. Le mécanisme des phénomènes est similaire à celui de la décharge luminescente subnormale, lorsque les dimensions de la partie de la cathode couverte par la décharge deviennent comparables à l'épaisseur de l'espace sombre cathodique.

c) *La décharge diffuse.* Nous avons déjà analysé la décharge luminescente, lorsque le matériau de la cathode était bon conducteur de l'électricité (métal). Mais si, sur la cathode, on dépose une couche mince isolante (un matériau semiconducteur), par exemple si l'on forme sur le carbone ou l'aluminium une couche mince d' Al_2O_3 , la pression du gaz étant de l'ordre de 0,1 mmHg, la décharge se développe sans espace de chute cathodique ; la lumière négative commence immédiatement à la surface de la cathode, et ce n'est qu'à des pressions très basses ($p < 10^{-2}$ mmHg) qu'un mince espace sombre cathodique se forme.

Cette décharge, nommée décharge diffuse [232] — [236], fonctionne à des tensions d'environ 40 V (d'un ordre de grandeur plus petit que pour une décharge luminescente habituelle), et la densité du courant est de quelques ordres de grandeur plus élevée ($j/p^2 > 10^3 j_n/p^2$). Ce type de décharge se transforme en une décharge habituelle au fur et à mesure de la destruction de la couche d'oxyde par bombardement ionique.

Le mécanisme de cette décharge est analogue à celui de l'émission électronique secondaire anormale (effet Malter) [237], [238]. La charge positive apportée par les ions sur la face de la cathode crée un champ très intense dans la couche d'isolant, engendrant une puissante émission par effet de champ. La caractéristique tension-courant a en effet la forme

$$j = AV^2 \exp(-BV) \quad (9.46)$$

(V est la tension entre les électrodes), spécifique pour l'émission par effet de champ. La différence entre ce phénomène et l'effet Malter vient de la façon dont les ions se déposent sur la surface isolante ; des ions de la décharge se déposent dans le cas présent sur la cathode, tandis que pour l'effet Malter, les électrons primaires provoquent une émission électronique secondaire suffisamment intense pour que la surface de la couche isolante reste chargée positivement.

Dans une décharge diffuse il n'existe pas de chute cathodique, puisque l'émission électronique intense élimine, par le mécanisme décrit, la nécessité du bombardement de la cathode par des ions positifs rapides et par des photons énergiques. Nous remarquons pourtant que, parfois, il faut déposer une couche d'isolant étonnamment épaisse ($\approx 10\mu$), le champ électrique moyen à la surface du

métal étant ainsi de l'ordre de $5 \cdot 10^2$ V/cm, valeur qui est beaucoup trop faible pour permettre l'émission par effet de champ. Il faut admettre, par conséquent, dans ce cas, qu'étant donnée la rugosité de la surface, il existe des champs électriques locaux intenses qui dépassent de beaucoup la valeur moyenne et qui permettent l'émission par effet de champ.

d) *La décharge lumineuse à haute pression.* La décharge lumineuse peut fonctionner jusqu'à des pressions de l'ordre d'une atmosphère et plus [239] — [241] si l'on prend des précautions spéciales pour refroidir la cathode, afin d'éviter le passage de la décharge dans le régime d'arc; autrement, le courant, qui augmente proportionnellement au carré de la pression, chauffe la cathode jusqu'à une température telle qu'une puissante émission thermoélectrique est possible; on passe alors d'un régime lumineux à un régime d'arc. La valeur du courant réduit j/p^2 est de l'ordre de celle que l'on obtient dans la décharge lumineuse habituelle (de basse pression), si l'on tient compte du chauffage du gaz (la température dans les parties cathodiques est de l'ordre de 10^3 °C), et, donc, de la baisse de la concentration et de la pression réduite correspondante. La décharge lumineuse à grande pression peut se reconnaître relativement facilement grâce à la très grande tension de maintien; en outre, la lumière émise par les régions cathodiques contient le spectre du gaz, et non pas le spectre des vapeurs du matériau dont est constituée la cathode. La colonne positive qui se contracte déjà à des pressions plus grandes que quelques mmHg, est identique à celle de l'arc électrique.

e) *L'influence des impuretés sur le mécanisme de la décharge lumineuse.* C'est une chose bien établie maintenant que la reproductibilité des mesures est fortement affectée par l'état de pureté du gaz et de la surface de la cathode. Les méthodes usuelles de dégazage des parois du tube en verre (dans les fours, à la température de 400—600°C) et des parties métalliques (par chauffage haute fréquence) s'avèrent souvent insuffisantes. Nous considérerons dans la suite quelques types d'impuretés qui produisent les plus grandes modifications dans les paramètres de la décharge.

Ainsi, si l'on introduit des atomes d'impureté dont le potentiel d'ionisation est plus petit que le potentiel d'excitation du gaz de base, l'ionisation en volume augmente, les potentiels d'amorçage et de maintien diminuent [242] — [244]. La probabilité d'ionisation est maximale et les deux potentiels (d'excitation et d'ionisation) sont très rapprochés. Ce phénomène d'augmentation de l'ionisation en volume par collisions de deuxième espèce est connu sous le nom d'effet Penning. On peut voir, sur la figure 104, l'influence de cet effet sur la chute cathodique normale d'une décharge dans un mélange néon-argon.

L'addition de gaz électronégatifs (Cl_2 , I_2 , O_2 , molécules organiques) dans la décharge provoque des modifications importantes [06], [244], [245]; les électrons de faible énergie (0,1—1 eV) s'at-

tachent facilement à ces molécules pour donner des ions négatifs lourds. La vitesse d'entraînement des électrons est ainsi réduite de beaucoup du fait de leur capture temporaire par les molécules du gaz électronégatif. Cet effet de freinage des électrons est donc équivalent à l'augmentation de la fréquence de collisions des électrons, donc à une augmentation apparente de la pression du gaz. C'est la raison pour laquelle toutes les régions cathodiques se contractent

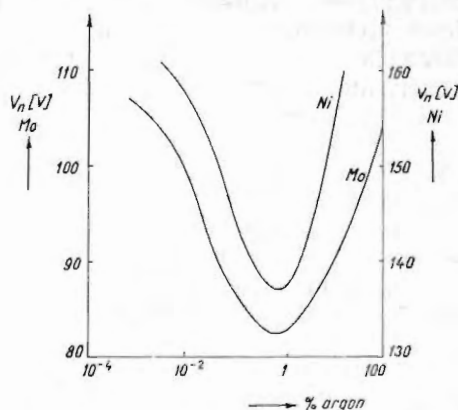


Fig. 104. — Chute cathodique normale dans le mélange Ne—Ar.

fortement en direction de la cathode. De même, à cause de leur grande masse et du coefficient de diffusion réduit, les ions négatifs accentuent et concentrent la charge d'espace négative, ce qui rend plus fort le contraste entre les régions sombres et lumineuses.

Enfin, certaines impuretés réagissent chimiquement avec la surface de la cathode, affectant fortement les processus γ . Ainsi, l'oxygène, même s'il se trouve en très petite quantité, forme une couche monoatomique très stable, à la surface de bien des métaux (Mo, W, Al). Cette couche ne peut être enlevée que par un chauffage très fort ($\approx 2000^\circ\text{K}$) ou par bombardement prolongé par des ions positifs énergiques ($\approx 500\text{ eV}$). Ainsi, par exemple, dans une décharge dans le néon avec une cathode de molybdène, sous une tension de 210 V, la couche d'oxyde disparaît après 30—40 minutes de décharge, cette disparition étant accompagnée d'une baisse de 60 V de la chute cathodique [242].

f) *L'influence du champ magnétique sur les régions voisines de la cathode dans une décharge lumineuse.* Comme nous l'avons vu, les électrons se déplacent à une grande vitesse, normalement à la surface de la cathode. Un champ magnétique longitudinal ne produit qu'une limitation du mouvement latéral des électrons diffusés à la suite de leur collision avec les atomes du gaz ; les pertes par recombinaison sur les parois, déjà peu importantes dans la zone de chute

cathodique, sont encore réduites. Mais un champ magnétique transversal provoque une déviation du parcours des électrons permettant de produire une ionisation plus importante pour le même déplacement axial. L'épaisseur de l'espace sombre cathodique peut ainsi être extrêmement réduite, l'effet étant équivalent à une augmentation apparente de la pression ; en même temps, le courant de la décharge reste proportionnel au carré de cette pression apparente.

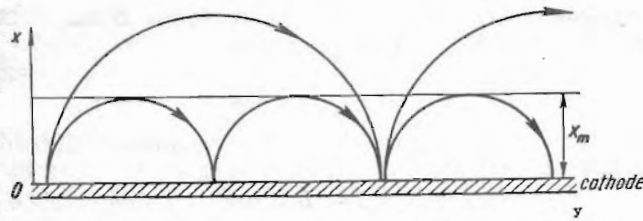


Fig. 105. — Influence du champ magnétique transversal sur l'épaisseur de l'espace sombre cathodique.

Dans le cadre d'une théorie très simplifiée (fig. 105) [05], nous considérons que les électrons se déplacent à une vitesse égale à la vitesse moyenne et qu'ils se réfléchissent, après avoir rebroussé chemin, à la surface de la cathode. En prenant l'axe Ox dans la direction du champ électrique et l'axe Oy dans la direction du champ magnétique, les équations du mouvement de l'électron sont

$$\begin{aligned} m \frac{d^2x}{dt^2} &= eE - eB \frac{dy}{dt}, \\ m \frac{d^2y}{dt^2} &= eB \frac{dx}{dt}. \end{aligned} \quad (9.47)$$

En première approximation, le champ électrique varie linéairement avec la distance à la cathode (9.33) ; la solution de ces équations, avec les conditions aux limites $x = 0$, $dy/dt = dx/dt = 0$, est

$$x = \frac{2V_c}{d} \left(\frac{2V_c}{d^2} + \frac{eB^2}{m} \right)^{-1} (1 - \cos \omega t) \quad (9.48)$$

où

$$\omega^2 = \frac{1}{m} \left(\frac{2eV_c}{d^2} + \frac{e^2B^2}{m} \right). \quad (9.49)$$

La distance maximale à laquelle arrive l'électron est donc

$$x_m = \frac{4V_c}{d} \left(\frac{2V_c}{d^2} + \frac{eB^2}{m} \right)^{-1}. \quad (9.50)$$

Si $x_m > d$, le parcours des électrons dans l'espace sombre augmente un peu, de sorte que l'influence du champ magnétique est petite.

Au-dessous d'une valeur critique du champ magnétique, donnée par

$$x_m = d \text{ ou} \\ (e/m)B^2 = 2V_c/d, \quad (9.51)$$

le parcours des électrons et leur possibilité d'ioniser le gaz dans l'espace sombre augmentent tellement que l'épaisseur de cet espace diminue sensiblement. Exprimant V_c en volts, B en gauss et d en centimètres, la condition (9.51) devient

$$Bd = \sqrt{11 V_c}. \quad (9.52)$$

Lorsque ces approximations sont vérifiées, l'accord entre la formule (9.52) et les résultats expérimentaux est correct pour un large intervalle de pression (0,3–20 mmHg) [246] comme le montre la figure 106.

L'application d'un champ magnétique transversal peut faire diminuer sensiblement la différence de potentiel appliquée à une

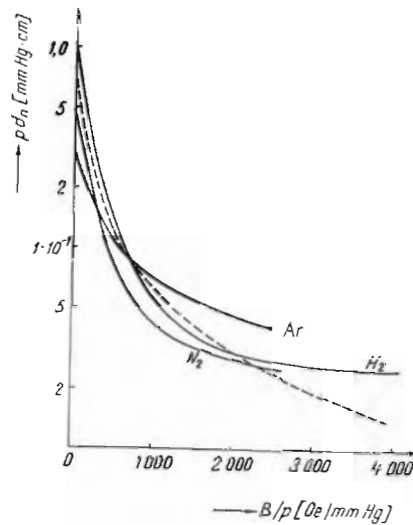


Fig. 106. — Influence du champ magnétique transversal sur l'épaisseur de l'espace sombre cathodique (cathode de mercure).

décharge entravée, du fait de la réduction de l'épaisseur de l'espace sombre cathodique.

En ce qui concerne la lueur négative, des expériences qualitatives montrent qu'un champ magnétique longitudinal allonge cette région, en diminuant sensiblement les pertes radiales de por-

teurs de charge, tandis qu'un champ magnétique transversal la raccourcit, en l'étendant jusqu'aux parois du tube de décharge. Ce comportement est particulièrement frappant pour les conditions d'existence de l'effet de cathode double. Dans ce cas, un champ magnétique perpendiculaire à la surface des cathodes mène à une

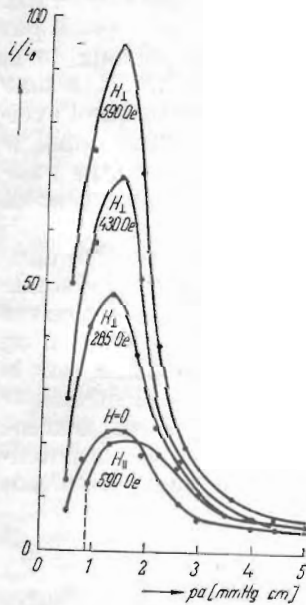


Fig. 107. — L'amplification i/i_0 du courant dans les conditions de l'effet de cathode double dans le néon (cathodes de molybdène, $V_e = 300$ V, $a = 0,45$ cm). $H \perp$ et $H \parallel$ représentent le champ magnétique respectivement perpendiculaire et parallèle à la surface de la cathode.

importante amplification du courant de décharge et de l'intensité lumineuse de la lueur négative; par contre, un champ magnétique transversal atténue cet effet. La figure 107 reproduit le rapport i/i_0 en fonction de la pression du gaz pour une décharge à cathodes planes et parallèles (molybdène, $a = 0,45$ cm, $V_e = 300$ V) dans le néon [222].

§ 10. LA MÉTHODE DES SONDÉS

La méthode des sondes [061], [247] — [250] est utilisée sur une large échelle dans l'étude du plasma des décharges électriques dans les gaz. L'utilisation de cette méthode est généralement indiquée dans les régions de champ électrique faible et de concentrations d'électrons et d'ions relativement grandes ($n > 10^8$ cm⁻³). Cette méthode consiste, en substance, à déterminer le courant reçu par une petite électrode auxiliaire (sonde) en fonction de son potentiel. Si le courant extrait par la sonde est petit par rapport au courant de

décharge, le plasma n'est pas perturbé, à l'exception d'une mince couche de charge d'espace autour de la sonde.

Le schéma de principe utilisé pour les mesures avec sonde est reproduit sur la figure 108, et une caractéristique tension-courant typique pour la sonde plane est reproduite sur la figure 109, *a*. En pratique, on utilise des sondes à symétrie plane, cylindrique ou sphérique, dont la surface inactive est recouverte de verre (fig. 110).

Lorsque le potentiel de la sonde V_s est fortement négatif par rapport au potentiel local du plasma V_p , il se forme autour de la sonde une couche de charge positive; l'aspect sombre de cette zone vient de ce que tous les électrons sont repoussés, de sorte que l'excitation des atomes du gaz est impossible. Dans ces conditions, le courant vers la sonde est intégralement transporté par les ions positifs et il n'est limité que par la charge d'espace et les collisions avec les atomes du gaz.

En augmentant le potentiel de la sonde, une partie des électrons, les plus rapides du plasma, réussissent à parvenir à la sonde malgré le potentiel négatif de celle-ci. Dans ces conditions, le courant est transporté aussi bien par les électrons que par les ions. A un certain potentiel négatif V_0 , le courant de la sonde passe par la valeur zéro. Ceci signifie que les composantes ionique et électronique du courant sont égales, et le potentiel correspondant est nommé potentiel de paroi ou potentiel flottant, puisqu'il représente le potentiel que prendrait un isolant pour rendre égaux les courants d'ions et d'électrons qui y diffusent.

En augmentant encore le potentiel, le courant électronique de la sonde augmente rapidement jusqu'au potentiel du plasma V_p . Lorsque $V_s = V_p$, la couche d'ions positifs responsables de la charge d'espace disparaît, et, pour des valeurs un peu plus grandes correspondant à la température des ions dans le plasma, ceux-ci sont tous repoussés; autour de la sonde se forme une couche de charge d'espace négative. En augmentant encore le potentiel de la sonde, le courant électronique augmente beaucoup plus lentement, étant limité par sa propre charge d'espace. Nous étudierons, dans ce qui suit, les propriétés de la couche de charge d'espace et la limitation des courants introduite par celle-ci, depuis les valeurs les plus négatives du potentiel de la sonde ($V_s \ll V_p$).

a) *Mouvement des ions positifs dans la couche de charge d'espace positive* [190]—[192]. Le problème considéré ici se réfère aussi bien à la théorie du courant ionique lorsque la sonde est fortement négative, qu'à la théorie de la chute cathodique de la décharge lumineuse anormale à cathode simple ou concave (voir § 9). Nous considérerons les trois types de géométrie (plane, cylindrique et sphérique) qui présentent un intérêt pratique. Nous considérerons également le mouvement des ions positifs dans le gaz, le processus dominant pour la collision ion-atome étant ainsi le transfert résonnant de charge [040], [046], [052], [053], [251]—[254]. A l'exception d'une petite région de transition au voisinage du plasma, l'éner-

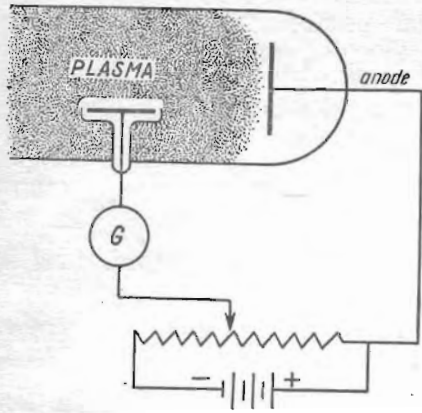


Fig. 108. — Schéma de principe du dispositif utilisé dans les mesures avec sonde (G — galvanomètre)

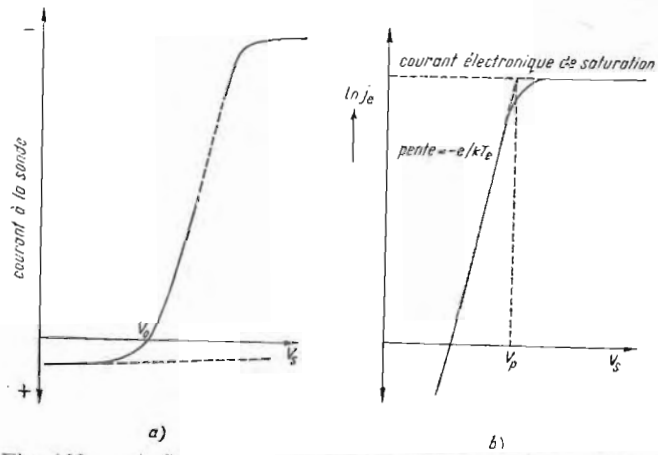


Fig. 109. — a) Caractéristique tension-courant typique obtenue par la sonde plane. b) Détermination de la température et de la concentration des électrons et du potentiel local du plasma.

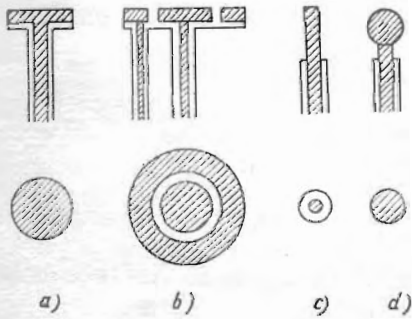


Fig. 110. — Différentes formes de sonde : a) plane; b) plane à anneau de garde; c) cylindrique; d) sphérique.

gie cinétique des ions positifs est beaucoup plus grande que l'énergie thermique des atomes neutres, et nous pourrions ainsi considérer ces derniers comme étant au repos.

Le problème théorique consiste à résoudre deux équations couplées : l'équation de Boltzmann pour la fonction de distribution des vitesses des ions positifs dans la couche

$$\vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{e\vec{E}}{m_p} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = \int_{(v_a)} |\vec{v} - \vec{v}_a| Q_i [f(\vec{v}') f_a(\vec{v}_a) - f(\vec{v}) f_a(\vec{v}_a)] d\vec{v}_a \quad (10.1)$$

et l'équation de Poisson pour la distribution du potentiel dans la couche

$$\Delta^2 V = -4\pi e \int_{(v)} f(\vec{v}) d\vec{v}, \quad (10.2)$$

où $f(\vec{v})$ et $f_a(\vec{v}_a)$ sont respectivement les fonctions de distribution des ions positifs et des atomes neutres, v et v_a les vitesses correspondantes.

Le terme de collision de l'équation de Boltzmann se simplifie beaucoup si l'on prend en considération la corrélation des vitesses dans le processus de transfert résonnant de charge et notamment

$$\vec{v}_a = \vec{v}', \quad \vec{v}' = \vec{v}. \quad (10.3)$$

En tenant compte de ces égalités, l'équation (10.1) s'écrit

$$\vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{e\vec{E}}{m_p} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} + \frac{f}{\tau_a} = \frac{f_a}{\tau} \quad (10.4)$$

où

$$\frac{1}{\tau_a} = Q_i \int_{(v')} |\vec{v} - \vec{v}_a| f_a(\vec{v}') d\vec{v}' \quad (10.5)$$

et

$$\frac{1}{\tau} = Q_i \int_{(v')} |\vec{v} - \vec{v}_a| f(\vec{v}') d\vec{v}'. \quad (10.6)$$

La section Q_i varie lentement avec la vitesse relative ion-atome [200], [201], aussi l'avons-nous prise constante. En considérant les atomes neutres au repos, c'est-à-dire $f_a(\vec{v}) = N \delta(\vec{v})$, où N est la concentration d'atomes, et $\delta(\vec{v})$ la fonction de Dirac, l'équation (10.5) devient

$$\frac{1}{\tau_a} = N Q_i l = \frac{v}{l} \quad (10.7)$$

où l est le libre parcours moyen de transfert de charge.

Nous considérons les géométries suivantes de la couche de charge d'espace (fig. 111) :

couche plane : la cathode (C) est en z_C , et la limite couche-plasma (L) en z_L ;

couche cylindrique ou sphérique convexe : la cathode est en r_1 et la limite en r_2 ;

couche cylindrique ou sphérique concave ; la cathode est en r_2 et la limite en r_1 .

Les équations de Boltzmann pour les géométries plane, cylindrique et sphérique sont respectivement

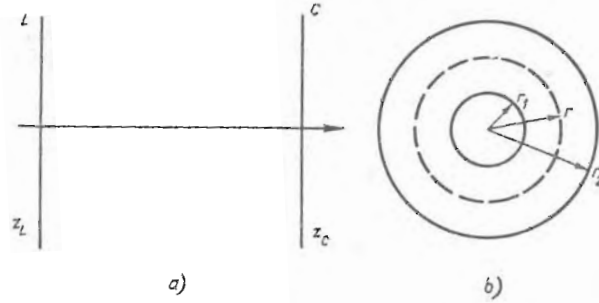


Fig. 111. — Mouvement des ions positifs dans la couche de charge d'espace : a) géométrie plane ; b) géométrie cylindrique et sphérique.

$$v_z \frac{\partial f}{\partial z} + \frac{eE}{m_p} \frac{\partial f}{\partial v_z} + \frac{f}{\tau_a} = \frac{f_a}{\tau}, \quad (10.8)$$

$$v_r \frac{\partial f}{\partial r} + \left(\frac{v_\varphi^2}{r} + \frac{eE}{m_p} \right) \frac{\partial f}{\partial v_r} - \frac{v_r v_\varphi}{r} \frac{\partial f}{\partial v_\varphi} + \frac{f}{\tau_a} = \frac{f_a}{\tau}, \quad (10.9)$$

$$v_r \frac{\partial f}{\partial r} + \left[\frac{1}{r} (v_\varphi^2 + v_\theta^2) + \frac{eE}{m_p} \right] \frac{\partial f}{\partial v_r} - \frac{v_r v_\varphi}{r} \frac{\partial f}{\partial v_\varphi} + \frac{v_\varphi^2}{r} \cot \theta \frac{\partial f}{\partial v_\theta} + \frac{f}{\tau_a} = \frac{f_a}{\tau}. \quad (10.10)$$

En effectuant les changements de variable donnés par les lois de conservation de l'énergie et du moment

$$\frac{1}{2} m_p v_z^2 + eV(z) = eV(\zeta), \quad (10.11)$$

$$\frac{1}{2} m_p (v_r^2 + v_\varphi^2) + eV(r) = eV(\rho), \quad (10.12)$$

$$r v_\varphi = \eta,$$

$$\frac{1}{2} m_p (v_r^2 + v_\varphi^2 + v_\theta^2) + eV(r) = eV(\rho), \quad (10.13)$$

$$r \sin \theta v_\varphi = \eta,$$

$$r^2 (v_\varphi^2 + v_\theta^2) = \mu^2,$$

les équations de Boltzmann (10.8)–(10.10) peuvent s'écrire sous la forme simple

$$v_r \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{f}{\tau_a} = \frac{f_a}{\tau}. \quad (10.14)$$

Dans ce qui suit, nous utiliserons les distances réduites, soit z/l soit r/l , notées x , soit ζ/l soit ρ/l , notées ξ . Nous sommes intéressés par la solution de l'équation (10.14) qui s'annule à la limite couche-plasma et à l'infini dans l'espace des vitesses. On obtient ainsi immédiatement pour les composantes de la vitesse dans la direction du champ

$$f = \frac{m_p N \Delta_s}{e E(\xi) \tau(\xi)} \exp[\pm (x - \xi)], \quad (s = 0, 1, 2) \quad (10.15)$$

et $f = 0$ pour les composantes de la vitesse opposées au champ. Dans l'exponentielle de l'expression (10.15) (et dans les équations suivantes), il faut prendre les signes $- (x > \xi)$, $+ (x < \xi)$ et $(-x > \xi)$, pour, respectivement, les couches plane, convexe et concave. En même temps, les expressions des Δ_s sont

$$\begin{aligned} \Delta_0 &= \delta(v_z) \delta(v_y), \\ \Delta_1 &= l \xi \delta(\eta) \delta(v_z), \\ \Delta_2 &= l^2 \xi^2 \sin \theta \delta(\eta) \delta(\mu), \end{aligned} \quad (10.16)$$

correspondant à la géométrie plane ($s = 0$), cylindrique ($s = 1$) et sphérique ($s = 2$).

En utilisant la fonction de distribution (10.15), on peut calculer n'importe quelle valeur moyenne intéressante lors du mouvement des ions positifs à travers la couche de charge d'espace. Ainsi, l'expression (10.6) donnant le temps de relaxation devient

$$\frac{1}{\tau} = \int \left\{ \frac{\xi}{x} \right\}^s \frac{\exp[\pm (x - \xi)]}{\tau(\xi)} d\xi. \quad (10.17)$$

Dans cette équation les limites de l'intégrale pour les couches plane, convexe et concave sont respectivement $(-\infty, x)$, (x, ∞) , $(0, x)$. La solution de cette équation est

$$\tau = \tau_s x^s \quad (10.18)$$

où les constantes τ_s , obtenues à partir de l'équation de continuité, sont

$$\begin{aligned} \tau_0 &= e l N / j, \\ \tau_1 &= 2 \pi e l^2 N / J_1, \\ \tau_2 &= 4 \pi e l^3 N / J. \end{aligned} \quad (10.19)$$

Notons que la solution (10.18) pour la couche concave est valable dans l'approximation $\exp x \gg 1$. Dans les expressions (10.19) j est

la densité du courant, J_1 est le courant par unité de longueur de la sonde cylindrique et J est le courant total à la sonde sphérique.

En utilisant les mêmes conventions, la concentration d'ions dans la couche est

$$n = \left(\frac{m_p}{2e}\right)^{1/2} \frac{NI}{\tau_s x^s} \int \frac{\exp[\pm(x-\xi)]d\xi}{\sqrt{V(\xi) - V(x)}}, \quad (10.20)$$

leur vitesse d'entraînement

$$u = \frac{NI}{n \tau_s x^s} \quad (10.21)$$

et leur vitesse cinétique moyenne

$$K = \left(\frac{em_p}{2}\right)^{1/2} \frac{NI}{n \tau_s x^s} \int \sqrt{V(\xi) - V(x)} \exp[\pm(x-\xi)]d\xi. \quad (10.22)$$

En ce qui concerne l'équation de Poisson, celle-ci peut être mise sous une forme sans dimensions à l'aide de la transformation

$$V_L - V = A_s \Phi \quad (10.23)$$

où V_L est le potentiel à la limite couche-plasma, et

$$\begin{aligned} A_0 &= (8\pi^2 m_p l^4 j^2 / e)^{1/3}, \\ A_1 &= (2m_p l^2 J_1^2 / e)^{1/3}, \\ A_2 &= (m_p J^2 / 2e)^{1/3}. \end{aligned} \quad (10.24)$$

L'équation de Poisson (10.2) peut s'écrire

$$\frac{d}{dx} \left(x^s \frac{d\Phi}{dx} \right) = \frac{\exp[\pm(x-x_L)]}{\sqrt{\Phi}} + \int \frac{\exp[\pm(x-\xi)]d\xi}{\sqrt{\Phi(x) - \Phi(\xi)}}, \quad (10.25)$$

x_L étant la coordonnée réduite correspondant à la limite couche-plasma.

Dans la dernière équation, les limites de l'intégrale pour les couches plane, cylindrique et sphérique sont respectivement (x_L, x) , (x, x_L) , (x_L, x) . Evidemment, les conditions aux limites de cette équation sont $x = x_L$, $\Phi = 0$, $d\Phi/dx = 0$.

L'étude du mouvement des ions positifs dans la couche implique l'intégration de l'équation de Poisson (10.25). On peut la faire assez facilement dans des cas extrêmes. Ainsi, dans l'approximation de la chute libre (basses pressions), cette équation devient

$$\frac{d}{dx} \left(x^s \frac{d\Phi}{dx} \right) = \frac{1}{\sqrt{\Phi}}, \quad (10.26)$$

et les solutions sont fournies par les formules bien connues de Langmuir [040].

D'autre part, dans l'approximation d'une vitesse de dérive (pressions élevées), l'équation (10.25) devient

$$\frac{d}{dx} \left(x^s \frac{d\Phi}{dx} \right) = \int_0^\infty \frac{\exp(-u) du}{\sqrt{\Phi(x) - \Phi(x \pm u)}}. \quad (10.27)$$

En introduisant l'expression sans dimensions du champ et moyennant $\Phi(x) - \Phi(x \pm u) = \pm u \mathcal{L}(x)$, une première intégrale de cette équation s'obtient sous la forme

$$E_s = \frac{\pi^{1/2} A_s}{l} \left\{ \frac{3x^{1-s}}{s+2} \left[1 - \left(\frac{x_L}{x} \right)^{1+\frac{s}{2}} \right] \right\}^{2/3}, \quad (10.28)$$

valable pour toutes les géométries : plane ($s=0$), cylindrique ($s=1$) et sphérique ($s=2$), évidemment aussi pour la couche plane ou concave $x_L/x \leq 1$ et pour la couche convexe $x_L/x \geq 1$. Avec la même approximation, les valeurs moyennes n , u et K sont fournies par

$$n = \frac{N}{\tau_s x^s} \left(\frac{\pi m_p l}{2eE_s} \right)^{1/2}, \quad (10.29)$$

$$u = \left(\frac{2eE_s l}{\pi m_p} \right)^{1/2}, \quad (10.30)$$

$$K = \frac{eE_s l}{2}. \quad (10.31)$$

De meilleures approximations peuvent s'obtenir en retenant aussi le terme $(u^2/2) d\mathcal{L}/dx$ dans le développement de Φ .

Remarquons que l'expression (10.28) dans le cas plan ($s=0$) coïncide avec l'expression (9.21), qui est, comme on l'a vu, en bon accord avec les données expérimentales.

La solution générale de l'équation de Poisson (10.25) ne peut s'obtenir que par intégration numérique ; celle-ci a été faite pour le cas plan [190] et conduit à l'expression

$$\Phi = \left(\frac{3}{2} \right)^{4/3} (x - x_L)^{4/3} [1 + 0,319(x - x_L)]^{1/3}. \quad (10.32)$$

En intégrant l'expression du potentiel sur toute l'épaisseur de la couche de charge d'espace, on obtient la relation (9.37) où, dans le cas de la sonde négative,

$$\frac{j_p}{p^2} = \frac{1}{9\pi} \left(\frac{2e}{m_p} \right)^{1/2} \frac{(V_p - V_s)^{3/2}}{(pd)^2} (1 + 0,319Q_i pd)^{-1/2}, \quad (10.33)$$

où d est l'épaisseur de la couche de charge d'espace formant la région sombre qui entoure la sonde, et j_p est la densité du courant ionique à la sonde. Si le nombre, $d/l = Q_i pd$, des collisions donnant lieu à transfert dans la couche est si petit que $0,32 Q_i pd \ll 1$, ce

n'est qu'alors que la relation (10.33) se réduit à l'expression bien connue du courant limité seulement par la charge d'espace

$$j_p = \frac{1}{9\pi} \left(\frac{2e}{m_p} \right)^{1/2} \frac{(V_p - V_s)^{3/2}}{d^2}. \quad (10.34)$$

D'autre part, en supposant une distribution maxwellienne pour les ions du plasma, la densité du courant ionique à la limite couche-plasma est fournie par

$$j_p = \frac{en_p \bar{v}_p}{4}. \quad (10.35)$$

Considérons un exemple numérique : une décharge dans la vapeur de mercure avec une concentration d'ions positifs dans le plasma $n_p = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, une température des ions de 0,1 eV ($\bar{V}_p = 3.10^2 \text{ cm/s}$) et $V_s - V_p = -81 \text{ V}$; en introduisant ces données dans les deux dernières équations, on trouve $d = 0,28 \text{ cm}$, valeur de l'ordre de l'épaisseur de l'espace sombre observé dans ces conditions.

b) *Courant électronique recueilli par la sonde.* Le potentiel appliqué à la sonde augmentant, la différence $V = V_s - V_p$ diminue et les électrons du plasma d'énergie suffisamment grande commencent à arriver au collecteur malgré la différence de potentiel contraire V . En même temps, la composante électronique j_e du courant collecté par la sonde, $j_s = j_e + j_p$, augmente rapidement lorsque V diminue. Pour le calcul du courant électronique recueilli par la sonde, considérons la fonction de distribution $f(v)$ des électrons dans le plasma, de sorte que le nombre d'électrons présents dans l'unité de volume, dont la vitesse est comprise entre v et $v + dv$, est $n_e f(v) dv$. Parmi ceux-ci, seuls les électrons dont la composante normale de la vitesse $v \cos \theta$ sur la limite couche-plasma satisfait à la relation

$$\frac{1}{2} m v^2 \cos^2 \theta \geq e V \quad (10.36)$$

arriveront à la sonde. Nous avons supposé ainsi que le faible nombre de collisions subies par les électrons dans la couche ne modifie pas de façon sensible leur énergie cinétique. Le courant électronique recueilli par la sonde est donc donné par

$$j_e = \frac{1}{2} e n_e \int_{v_m}^{\infty} f(v) dv \int_0^{\theta_m} v \cos \varphi \sin \varphi d \varphi \quad (10.37)$$

où

$$v_m = (2eV/m)^{1/2}, \quad \cos^2 \theta_m = 2eV/mv^2. \quad (10.38)$$

L'expression du courant électronique devient ainsi

$$j_e = \frac{1}{4} e n_e \int_{(2eV/m)^{1/2}}^{\infty} v f(v) \left(1 - \frac{2eV}{mv^2} \right) dv. \quad (10.39)$$

Dans la plupart des cas, dans la colonne positive (voir § 14) de la décharge luminescente ou de l'arc électrique, la fonction de dis-

tribution des électrons est pratiquement maxwellienne. Dans ce cas, l'équation (10.39) conduit immédiatement à

$$j_e = en_e \left(\frac{kT_e}{2\pi m} \right)^{1/2} \exp \left(- \frac{eV}{kT_e} \right) \quad (10.40)$$

ou en prenant le logarithme

$$\ln j_e = \ln \left[en_e \left(\frac{kT_e}{2\pi m} \right)^{1/2} \right] - \frac{eV}{kT_e} \equiv A - (e/kT_e)V. \quad (10.41)$$

Ainsi, de la pente $-e/kT_e$ de la droite $(\ln j_e, V)$ on peut déduire la température des électrons du plasma (voir fig. 109, *b*). Expriment V_s en volts, nous avons

$$\frac{\Delta \ln j_e}{\Delta V_s} = \frac{11\,600}{T_e}, \quad (10.42)$$

puisque $\Delta V_s = \Delta V$. Dans la pratique, le calcul du courant électronique se fait en soustrayant du courant total de la sonde le courant ionique extrapolé linéairement (voir fig. 109, *a*); la loi exacte de cette extrapolation n'est pas connue, mais les erreurs faites sont d'autant plus petites que le courant électronique augmente. Mentionnons également que pour le calcul de la densité du courant, il faut connaître l'aire effective de la limite couche-plasma; dans le cas de la sonde plane, celle-ci est pratiquement égale à l'aire de la sonde, mais dans le cas des sondes cylindriques et sphériques, l'épaisseur finie de la couche de charge d'espace augmente sensiblement l'aire effective (les tableaux comprenant les valeurs de cette aire pour différents rayons des sondes se trouvent en [146]).

Dans la colonne positive, le gradient du potentiel de plasma est quelquefois suffisamment grand pour modifier la distribution maxwellienne des vitesses des électrons. Dans ces conditions $f(v)$ est une distribution de Druyvesteyn-Davydov [040] et l'expression (10.39) mène à la relation

$$\ln j_e = B - (e/kT_e)^2 V^2, \quad (10.43)$$

de sorte que la relation entre $\ln j_e$ et V n'est plus linéaire, mais parabolique. Notons que dans la dernière équation $3kT_e/2$ représente de manière conventionnelle l'énergie cinétique moyenne des électrons dans le plasma, en dépit du fait que la distribution n'est plus maxwellienne. De telles caractéristiques paraboliques ont été observées, par exemple, dans la colonne positive d'une décharge dans le néon, à des pressions d'environ 1 mmHg et des courants de faible intensité (1,5–23 mA) [255].

Comme nous l'avons montré plus haut, lorsque le potentiel de la sonde V_s devient égal au potentiel de la paroi V_0 , alors $j_e = j_p$. Dans ces conditions, le courant électronique de diffusion de-

vient exactement égal au courant ionique limité par la charge d'espace et extrait par la différence de potentiel $V_0 - V_p$. En général, le potentiel de la paroi est négatif par rapport au potentiel du plasma, puisque la température des électrons, du fait de leur faible masse, est beaucoup plus grande que la température des ions, de sorte que les électrons, ayant une vitesse beaucoup plus grande, chargent négativement la paroi isolante ou une sonde isolée introduite dans le plasma. Ainsi, la diffusion ambipolaire vers les parois des électrons et des ions, du fait de la grande différence de mobilité entre les deux types de porteurs de charge, peut conduire à des valeurs négatives du potentiel de la paroi de l'ordre de 1-2 V. En régime stationnaire, les électrons et les ions arrivent à la sonde en nombre égal et se recombinaient rapidement. L'énergie de recombinaison étant cédée aux parois du tube de décharge, celles-ci ont une température plus élevée que le gaz qui se trouve à l'intérieur; d'ailleurs, comme nous le verrons dans l'étude de la colonne positive (voir § 14), la recombinaison aux parois représente l'une des principales pertes de porteurs de charge. En écrivant l'égalité entre les deux composantes du courant

$$j_p = \frac{en_p \bar{v}_p}{4} = \frac{en_e \bar{v}_e}{4} \exp\left[-\frac{e(V_0 - V_p)}{kT_e}\right] = j_e \quad (10.44)$$

et en tenant compte du fait que le plasma est neutre ($n_e = n_p$), la différence de potentiel entre la sonde isolée (paroi) et le plasma est

$$V_0 - V_p = \frac{kT_e}{e} \ln \frac{\bar{v}_e}{\bar{v}_p} = \frac{kT_e}{2e} \ln \frac{T_e m_p}{T_p m}. \quad (10.45)$$

Comme toujours $T_e m_p \gg T_p m$, le logarithme de leur rapport est positif et comme la charge de l'électron e est négative, la différence $V_0 - V_p$ sera négative. Ainsi, dans le plasma d'une décharge dans la vapeur de mercure, où $T_e = 2000^\circ\text{K} \approx 0,2 \text{ eV}$, $T_p = 400^\circ\text{K}$, $m_p/m = 1836 \times 200$, l'expression (10.45) donne $V_0 - V_p = -2,46 \text{ V}$.

En augmentant le potentiel de la sonde jusqu'au potentiel du plasma, c'est-à-dire en faisant $V = V_s - V_p = 0$, tous les électrons peuvent diffuser librement jusqu'à la sonde, de sorte que, comme il ressort aussi de (10.41),

$$j_e = \frac{en_e \bar{v}_e}{4} = en_e \left(\frac{kT_e}{2\pi m}\right)^{1/2}. \quad (10.46)$$

En même temps, la composante ionique, très petite, est donnée par une expression similaire

$$j_p = \frac{en_p \bar{v}_p}{4} = en_p \left(\frac{kT_p}{2\pi m_p}\right)^{1/2}. \quad (10.47)$$

Une augmentation du potentiel de la sonde de quelques dixièmes de volt au-dessus de V_p est suffisante pour repousser tous les ions positifs, leur énergie étant très faible. En même temps, il se forme

autour de la sonde une couche de charge d'espace négative : la relation entre le courant électronique et le potentiel de la sonde change radicalement ; d'une relation exponentielle on passe à une relation beaucoup plus lente, donnée par la loi en $V^{3/2}$. Ainsi, comme on le voit sur la figure 109, *b*, la courbe $(\ln j_e, V_s)$ change radicalement de pente autour de la valeur $V_s = V_p$. Au cours des expériences, on n'observe pas un changement très brusque de la pente à cause de plusieurs facteurs perturbateurs qui eux-mêmes dépendent de V_s , parmi lesquels : l'émission électronique secondaire par bombardement d'ions positifs, l'ionisation du gaz au voisinage de la sonde par collisions avec les électrons rapides, la réflexion des électrons sur la surface de la sonde. Malgré cela, V_p peut être trouvé avec une bonne approximation en prenant l'intersection des droites qui extrapolent les deux branches de la courbe $(\ln j_e, V_s)$; la mesure du courant correspondant et l'utilisation de l'expression (10.46) permettent de déterminer la densité des électrons dans le plasma (leur température étant donnée par la relation (10.42)), en utilisant le graphique de la même courbe.

Comme il ressort des formules (10.41) et (10.43), la caractéristique tension-courant de la sonde est très sensible à la forme de la fonction de distribution des vitesses des électrons. Cette dernière peut s'obtenir, en principe, en dérivant deux fois le courant électronique donné par (10.39) par rapport au potentiel de la sonde

$$f\left(\sqrt{\frac{2eV}{m}}\right) = \frac{4mV}{e^2 n} \frac{d^2 j_e}{dV^2}. \quad (10.48)$$

La dérivation graphique double de la caractéristique de sonde est possible, mais la technique en est difficile [256]—[257]. La figure 112 donne un exemple de distribution obtenue par une dérivation graphique, la sonde étant placée dans la lueur négative d'une décharge luminescente à cathode double, dans l'air ($V_c = 500$ V, $p = 0,5$ mmHg, $i = 180$ mA, $a = 0,7$ cm) [218] ; on observe sur cette distribution le groupe des électrons secondaires et des électrons ultimes.

Une méthode ingénieuse d'obtention oscillographique de la dérivée du second ordre de la dernière équation est possible [204], [258]. Etant donnée la caractéristique normale $j_e = j_e(V)$, si nous superposons au potentiel continu de la sonde un petit potentiel alternatif $\delta V \cdot \sin \omega t$, alors le courant électronique, développé en série Taylor, s'écrit

$$\begin{aligned} j_e(V + \delta V \cdot \sin \omega t) = & j_e(V) + \frac{(\delta V)^2}{4} \frac{d^2 j_e}{dV^2} + \frac{(\delta V)^4}{64} \frac{d^4 j_e}{dV^4} + \dots \\ & + \left[\delta V \frac{dj_e}{dV} + \frac{(\delta V)^3}{8} \frac{d^3 j_e}{dV^3} + \dots \right] \sin \omega t - \\ & - \left[\frac{(\delta V)^2}{4} \frac{d^2 j_e}{dV^2} + \frac{(\delta V)^4}{48} \frac{d^4 j_e}{dV^4} + \dots \right] \cos \omega t - \dots \end{aligned} \quad (10.49)$$

Pour des amplitudes δV petites, il apparaît alors un courant continu supplémentaire

$$\delta j_e \approx \left(\frac{\delta V}{2}\right)^2 \frac{d^2 j_e}{dV^2}, \quad (10.50)$$

dont on tire la dérivée seconde du courant électronique par rapport au potentiel de la sonde, et ainsi, en utilisant (10.48), la forme de la fonction de distribution des vitesses des électrons dans le plasma.

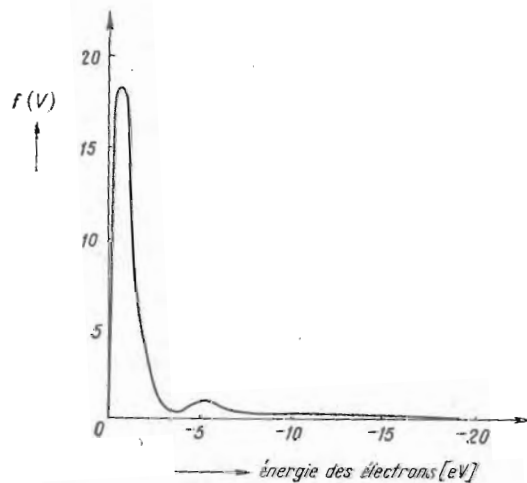


Fig. 112. — Distribution des énergies des électrons dans la lueur négative de la décharge lumineuse à cathode double dans l'air (dérivation graphique).

Si l'on applique une tension en « dent de scie », de sorte que $V \sim t$ et $d^2 j_e / dV^2 \sim d^2 j_e / dt^2$, à l'aide d'un circuit adéquat on peut obtenir directement sur l'écran d'un oscillographe la fonction de distribution [259].

Une autre méthode consiste à introduire dans le plasma deux sondes à une faible distance l'une de l'autre [260]; entre elles est appliquée une différence de potentiel V_d petite et réversible, et on mesure le courant $i_a(V_d)$ qui passe dans le circuit (fig. 113, 114). Contrairement à la sonde simple, tout ce système n'est relié à aucune source de potentiel fixe (anode ou cathode), d'où le nom de méthode de la sonde double flottante. La loi de Kirchoff requiert que le courant total des électrons et des ions qui entrent du plasma dans le circuit soit nul

$$i_{p1} + i_{p2} = i_{e1} + i_{e2}. \quad (10.51)$$

Les courants électroniques aux deux sondes sont donnés par des expressions similaires à (10.40), de sorte que la dernière équation devient

$$i_{p1} + i_{p2} = A_1 j_{01} \exp\left(-\frac{eV_1}{kT_e}\right) + A_2 j_{02} \exp\left(-\frac{eV_2}{kT_e}\right), \quad (10.52)$$

où A_1 et A_2 sont les aires des sondes, V_1 et V_2 leurs potentiels par rapport au plasma environnant, et j_{01} et j_{02} sont les courants électroniques chaotiques du plasma, de la forme (10.46). Il ressort du diagramme des potentiels (fig. 115) que

$$V_1 + V_c = V_2 + V_d, \quad (10.53)$$

où V_c inclut aussi bien la différence de potentiel dans le plasma que la différence de potentiel de contact. Des deux dernières équations, on obtient

$$\ln\left(\frac{i_{p1} + i_{p2}}{i_{e2}} - 1\right) = \ln\left[\frac{A_1 j_{01}}{A_2 j_{02}} \exp\left(\frac{eV_c}{kT_e}\right)\right] - \frac{eV_d}{kT_e}. \quad (10.54)$$

Cette relation conserve une ressemblance avec la relation (10.41) déduite pour la sonde simple; à la place du courant électronique j_e intervient cette fois la grandeur $[(i_{p1} + i_{p2})/i_{e2}] - 1$. L'avantage de la méthode de la sonde double par rapport à celle de la sonde simple consiste dans le fait que V_d n'est pas influencé par la différence de potentiel de contact ou par la variation du potentiel de référence (de l'anode ou de la cathode) comme dans le cas de la sonde simple. Ceci fait que la méthode de la sonde double soit aussi applicable dans le cas intéressant où la décharge est interrompue et le plasma se dilue par diffusion ambipolaire; dans ce cas la sonde simple ne peut pas être utilisée. De même, la sonde double n'affecte pratiquement pas les propriétés du plasma environnant, puisque le courant recueilli ne dépasse pas le courant ionique, étant ainsi des centaines de fois plus petit que le courant recueilli par la sonde ordinaire. Une source d'erreurs peut être constituée par la détermination des courants ioniques de saturation j_{p1} et j_{p2} en utilisant les coudes de la courbe courant-tension, étant donné qu'une saturation proprement dite n'est pas atteinte, mais le courant ionique continue d'augmenter (voir fig. 114, pointillé) à cause de l'élargissement de la couche de charge d'espace, à mesure que la sonde devient plus négative par rapport au plasma. De même, le domaine bc , où se détermine la température des électrons, correspond à des valeurs de V_d de l'ordre ± 1 V, contrairement à la sonde simple où ce domaine peut être de quelques dizaines de volts. Dans un domaine de variation de V_d aussi petit, seule une très petite fraction de la distribution des électrons est utilisée. Cette méthode n'est donc utile que dans les cas où il existe avec certitude une distribution maxwellienne, car elle ne peut pas mettre en évidence les écarts vis-à-vis de cette distribution.

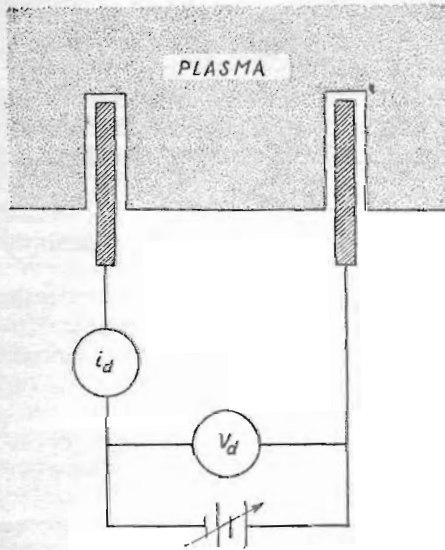


Fig. 113. — Schéma de principe de la méthode de la sonde double.

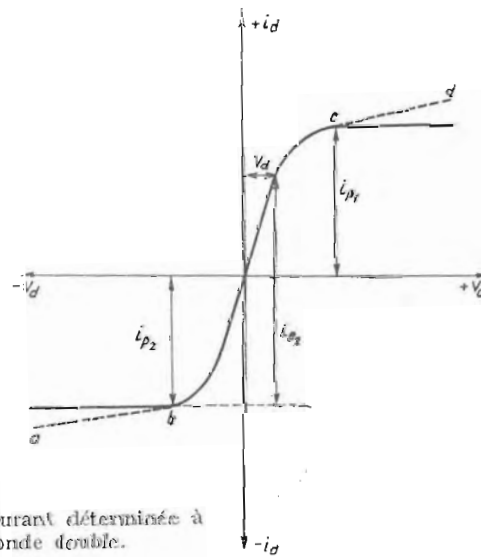


Fig. 114. — Caractéristique tension-courant déterminée à l'aide de la méthode de la sonde double.

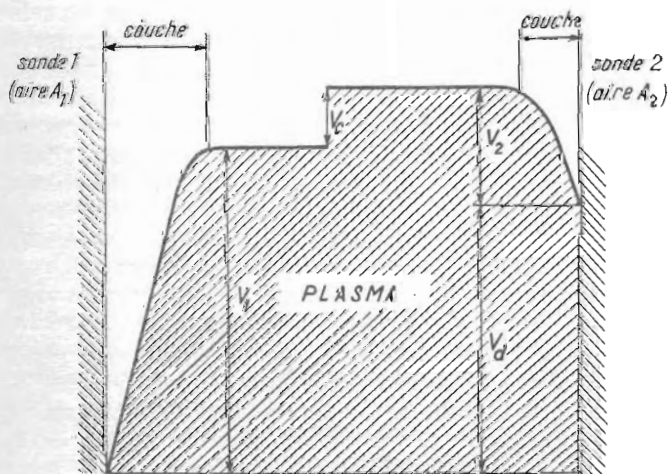


Fig. 115. — Potentiel entre les sondes.

Mentionnons aussi, en conclusion, d'autres méthodes d'utilisation des sondes dans le plasma. Ainsi, dans la méthode des sondes à écran [261], la sonde habituelle est entourée par une grille très fine dont le potentiel varie par rapport au potentiel du plasma. En appliquant à la sonde collectrice des potentiels positifs ou négatifs par rapport à la grille, on peut séparer les composantes électronique et ionique du courant.

Une autre méthode consiste à utiliser une sonde incandescente et à mesurer son potentiel lorsque le courant d'émission électronique augmente rapidement [261], [263]. Son utilisation est indiquée dans les régions de champ électrique intense, telles que l'espace de chute cathodique de la décharge luminescente [264]. Un désavantage de cette méthode provient du changement de la densité locale du gaz.

Le courant électronique pour des sondes de différentes formes est donné en [03], [248], [265]. En général, pour des sondes cylindriques et sphériques, pour des potentiels de sonde inférieurs au potentiel du plasma, les raisonnements faits lors de la déduction des relations précédentes sont valables. Mais si $V_s > V_p$, le mouvement orbital des électrons dans la couche ne laisse arriver à la surface de la sonde qu'une fraction des électrons qui pénètrent dans la couche; les autres contournent la sonde, entrant de nouveau dans le plasma. Cet effet est d'autant plus prononcé que le rayon de la sonde est plus petit que le rayon de la couche. Le problème similaire du mouvement orbital des ions positifs dans la couche de charge d'espace positive qui entoure la sonde négative est exposé en détail en [266].

Nous avons considéré, plus haut, comme négligeables les collisions avec les atomes du gaz subies par les électrons dans la couche de charge spatiale, ce qui limite le domaine de validité des relations déduites à des pressions plus petites que 1 mmHg environ; de même, si le potentiel de la sonde est trop négatif et la couche trop épaisse, les collisions avec les atomes du gaz empêchent une partie des électrons d'arriver à la sonde. L'extension de la théorie des sondes pour des pressions plus élevées, lorsque ces collisions modifient le courant à la sonde, est donnée en [267]. D'autre part, l'introduction d'une sonde dans le plasma doit produire une perturbation aussi petite que possible du plasma. Ainsi, le volume de la couche de charge d'espace et le courant collecté par la sonde doivent être petits par rapport au volume et au courant de la décharge même. Ces conditions imposent des limites inférieures pour la pression ($p > 10^{-4}$ mmHg), pour la concentration des porteurs de charge ($n > 10^8$ cm $^{-3}$) et pour le courant de décharge ($j > 10^{-6} - 10^{-7}$ A/cm 2).

En présence d'un champ magnétique, les électrons qui pénètrent à travers la surface de la limite plasma-couche ne se déplacent pas directement vers la surface de la sonde, mais effectuent un mouvement en spirale, ce qui a comme effet de supprimer de la caractéristique ($\ln j_e, V_s$) la partie linéaire [268]—[272].

L'application de la méthode des sondes à l'étude du plasma formé dans les décharges à grande densité de courant est entreprise en [273], [274]. On utilise souvent, dans le plasma de l'arc électrique ou d'autres décharges où la température du gaz est élevée, des sondes oscillantes qui passent si rapidement à travers le volume de la décharge qu'elles ne deviennent pas incandescentes; la caractéristique tension-courant est en même temps enregistrée oscillographiquement.

Dans la théorie ébauchée plus haut nous n'avons considéré comme porteurs de charge dans le plasma que les électrons et les ions positifs; l'extension de cette théorie aux gaz électronégatifs, où des ions négatifs sont présents, est donnée en [275].

Une série de processus parasites, dépendant de l'état de la surface de la sonde, peuvent fausser les résultats obtenus par la méthode des sondes: l'émission électronique secondaire, la réflexion des électrons et des ions, la couche de gaz adsorbé, des impuretés ou des réactions chimiques, peuvent mener à une différence de potentiel de contact, de sorte que le potentiel réel à la surface de la sonde diffère de celui appliqué par le circuit extérieur, etc. [276]—[283]. En général, le travail d'extraction des sondes varie durant les mesures; aussi doit-on relever la caractéristique tension-courant par une méthode oscillographique.

Nous avons exposé plus haut la méthode des sondes en liaison avec son application à l'étude du plasma des décharges en courant continu. Pourtant, il existe souvent des conditions où l'on peut également appliquer cette méthode à un plasma produit par un champ électrique haute fréquence, si les électrons ont une distribution de vitesses maxwellienne (voir § 14). Toutes ces conditions ont été réalisées avec une bonne approximation dans l'expérience suivante [284], [285]. Dans un tube à décharge, rempli d'hydrogène à des pressions relativement réduites ($6 \cdot 10^{-3}$ — $6 \cdot 10^{-4}$ mmHg), l'ionisation du gaz est produite en appliquant entre deux électrodes extérieures un champ électrique d'une fréquence de 2,5 MHz. Dans ces conditions, les mesures à l'aide de la sonde simple ont montré que les électrons ont en effet une distribution maxwellienne, avec une température de 6—12 eV et une concentration de $6 \cdot 10^6$ — $6 \cdot 10^7$ cm^{-3} . Afin de vérifier la validité de ces données, on a mesuré la conductibilité réelle σ_r et imaginaire σ_i du gaz ionisé, en appliquant entre deux électrodes intérieures un champ électrique faible, de fréquence 100—170 MHz; ce champ est suffisamment faible pour ne pas perturber l'ionisation préexistante, et sa fréquence est assez élevée pour ne pas interagir avec le champ qui entretient l'ionisation. En utilisant les formules (7.16), on a trouvé des concentrations d'électrons qui concordent avec celles déterminées à l'aide de la sonde; de même, la fréquence de collisions, calculée à partir de ces formules, est approximativement constante.

Une analyse détaillée des limites d'application de la méthode des sondes est entreprise en [033], [266], [286], [287].

§ 11. CONSIDÉRATIONS GÉNÉRALES SUR L'ARC ÉLECTRIQUE

Comme il existe une grande variété d'arcs électriques, on ne peut en donner une définition rigoureuse, les différentes propriétés variant d'un type à l'autre [029], [288]—[291]. Un arc typique est d'habitude défini comme une décharge de grande intensité, dont la chute cathodique est faible et dont la caractéristique tension-courant est décroissante (partie *GHI* sur la figure 85). De même, contrairement à la décharge lumineuse, dans une décharge en arc, l'émission des électrons à la cathode se produit par d'autres mécanismes que les processus γ ; on peut classer les décharges en arc en différentes catégories selon le mécanisme d'émission.

L'arc à émission thermo-électrique, où la décharge chauffe la cathode jusqu'à des températures tellement grandes que celle-ci permet une émission thermo-électronique dont l'intensité est comparable au courant qui passe par l'arc. Parmi les exemples typiques pour ce mécanisme d'émission, nous pouvons mentionner l'arc à cathode métallique à point de fusion élevé (C, W, Ca, Mg).

L'arc à émission par effet de champ, où la charge d'espace positive de la surface de la cathode est assez forte pour entretenir une émission électronique de champ. Dans ce cas, la température de la cathode est insuffisante pour entraîner une émission thermo-électronique importante. Un exemple de ce type est constitué par l'arc à cathode liquide de mercure et, en général, à cathode métallique à point de fusion bas (Cu, Au, Ag).

L'arc à cathode chauffée de l'extérieur représente une décharge entretenue, dont la cathode émet des thermo-électrons tout comme dans le cas de l'arc à émission thermo-électronique auto-entretenu. Mais le chauffage de la cathode n'est produit que dans une faible mesure par la décharge même.

Il est à mentionner que, souvent, l'émission électronique d'un même arc, avec la même cathode, peut se produire de diverses manières, le mécanisme qui la régit étant assez difficile à préciser. De la sorte, un rôle important et non contrôlable revient aux impuretés formées ou déposées sur la surface de la cathode. Dans certains cas, dans la couche mince isolante d'oxyde à la surface du métal de la cathode, se crée, par recouvrement d'ions positifs sur la face extérieure, un champ électrique assez grand pour provoquer une émission par effet de champ intense. Au contraire, en d'autres circonstances, les impuretés conduisent à une grande augmentation de l'émission thermo-électronique par diminution du travail d'extraction de la surface de la cathode. Les impuretés dont la conductibilité thermique est plus faible que celle du matériau de la cathode conduisent au même type d'émission, car il apparaît une importante augmentation locale de la température de la cathode.

D'habitude, l'arc électrique se contracte devant la cathode formant une tache cathodique brillante de petite dimension, par

où passe une très grande densité de courant. La surface sur laquelle se fixe cette tache cathodique sert de point de départ à l'arc électrique, étant la source de l'émission électronique. Dans ce qui suit, nous désignerons par tache cathodique aussi bien la surface à travers laquelle passe le courant dans la cathode, que la couche lumineuse se trouvant devant la cathode, c'est la lueur négative. Généralement, on peut dire que si l'émission de la cathode est de nature thermo-électronique, la tache tend à rester fixe sur la surface de celle-ci; si, au contraire, l'émission est due à l'effet de champ, cette tache cathodique jouit d'une grande mobilité.

Si nous cherchons à mettre en mouvement la tache cathodique par des moyens extérieurs, l'arc se comporte de façon différente, selon le matériau de la cathode et l'état de surface. Nous pouvons,

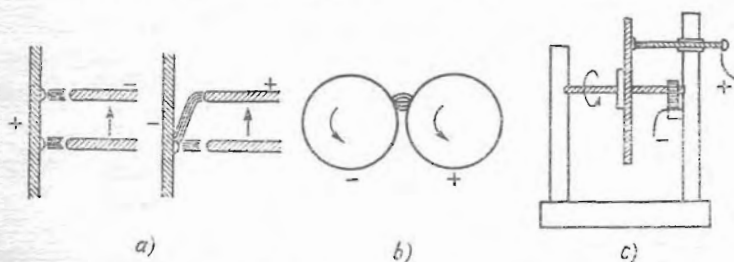


Fig. 116. Influence du déplacement de la surface de la cathode.

de la sorte, mettre en mouvement la surface de la cathode elle-même à l'aide des méthodes classiques indiquées de manière schématique figure 116 [010], [018] et qui n'ont pas besoin d'explications. Dans ce cas, l'arc se déplacera rapidement sur la surface de la cathode ou, en cherchant à se fixer sur l'endroit précédent, s'éteindra pour un déplacement tangentiel trop rapide de la surface de la cathode. Un comportement similaire peut être observé en appliquant un champ magnétique transversal; la tache, dans ce cas, peut se déplacer rapidement sur la surface de la cathode où elle restera fixée ou se déplacera très lentement. La vitesse de la tache mobile est, d'habitude, de l'ordre de 10^4 – 10^5 cm/s.

En tenant compte de ce qui précède et pour avoir une image du mécanisme complexe de l'émission électronique à la cathode de l'arc électrique, nous présentons au tableau 16 une classification des différents mécanismes en fonction de la température de la cathode, de la mobilité de la tache cathodique et de l'influence des impuretés [010].

L'amorçage de l'arc électrique peut se produire de diverses manières. Le cas le plus simple est représenté par le passage continu de la décharge luminescente anormale à la décharge en arc [292]–[294], ainsi qu'on le voit fig. 117. Dans ce cas, les électrodes sont des sphères de tungstène ayant un diamètre de 1,8 mm, placées vis-à-vis l'une de l'autre à une distance de 0,5–1 mm, et la pression

Tableau 16. Classification de l'arc électrique ($p \approx 1 \text{ atm}$)

Mobilité de la tache	Tache fixe				Tache en mouvement lent	Tache en mouvement rapide			
	I		II			III		IV	
	V		VI			VII		VIII	
	Sans moyens extérieurs		Par des moyens extérieurs		IX				
Cathode	W pur C pur	Hg solide pur Cd solide pur Zn solide pur Pb solide pur Mg solide pur	Cu normal Fe normal Ni normal Ag normal Au normal	Al Sn	W impur Fe impur	Cu très pur Fe très pur Ag très pur	Hg liquide Zn liquide Cd liquide Na liquide	Cu normal Fe normal Ni normal Ag normal Au normal	Al Sn
Impuretés	absentes	absentes	présentes	présentes	présentes	absentes	absentes	présentes	présentes
Température de la cathode	élevée (3000°K)	basse	élevée (2000°K)		basse	basse	basse	basse	
Classification	thermo-électronique		thermo-électronique			par effet de champ	par effet de champ	par effet de champ	

du gaz est assez basse (50 mmHg), de sorte que l'on empêche la formation de la colonne positive; la température de la cathode, mesurée à l'aide d'un pyromètre optique, est relativement uniforme sur toute la surface. La partie décroissante de la caractéristique tension-

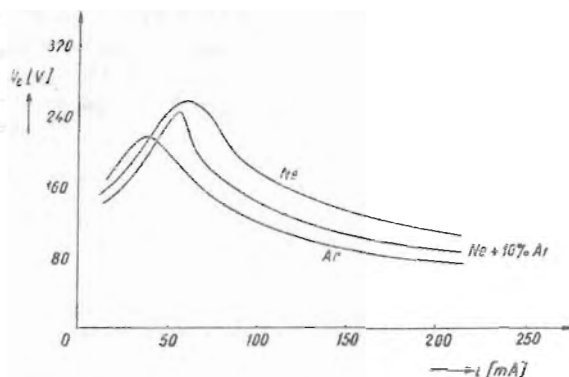


Fig. 117. Transition de la décharge lumineuse à l'arc.

courant commence lorsque la température de la cathode dépasse approximativement $2\,000\text{ }^\circ\text{K}$; dans ces conditions, l'émission thermo-électronique devient suffisamment intense pour entretenir la décharge, et la chute cathodique baisse, puisque les processus superficiels γ jouent un rôle de plus en plus petit dans l'émission d'électrons à la cathode.

Généralement, avec l'augmentation de la pression du gaz, le maximum de la chute cathodique, correspondant à la transition de la décharge lumineuse à l'arc, baisse; cela s'explique par la variation proportionnelle de la densité du courant avec le carré de la pression, de sorte que pour des pressions plus grandes, une chute cathodique plus petite est nécessaire, pour un chauffage donné de la cathode [voir la relation (9.22)]. Certes, le courant correspondant à la transition de la décharge lumineuse en arc peut subir des variations dans de larges limites, en fonction des pertes de chaleur de la cathode ou de l'uniformité de sa surface.

Dans certaines circonstances, l'amorçage de l'arc est, évidemment, de nature autre que thermo-électronique. Ainsi, en recouvrant la cathode d'une pellicule organique d'approximativement $5 \cdot 10^{-5}$ cm d'épaisseur, la décharge ne s'amorce plus, même si nous appliquons des tensions très grandes, de l'ordre de $6\,000\text{ V}$; mais si cette cathode recouverte de cette pellicule est bombardée avec des ions positifs, l'arc s'allume à une tension de 34 V seulement [295]. Dans ce cas, l'émission est due à l'effet de champ, étant régie par le champ électrique produit dans la pellicule par les ions positifs déposés sur la face extérieure de celle-ci.

Parmi d'autres méthodes d'amorçage de l'arc électrique nous mentionnons les suivantes. En mettant en contact la cathode d'une décharge luminescente avec un petit conducteur ou un isolant, l'arc électrique peut se fixer sur le point de contact [231], [296], [297]. Un moyen commode d'engendrer un arc consiste à séparer deux conducteurs à travers lesquels passe un courant [298], [299]. L'arc peut être également allumé en faisant passer une impulsion de courant à travers un semiconducteur placé au contact du métal de la cathode (ignitron) [300], [301]. La tache cathodique peut apparaître si la cathode constitue la plaque d'un condensateur, séparé par une couche mince d'isolant de l'autre armature, à laquelle on applique une impulsion de tension [302]. L'amorçage de l'arc dans le cas de la cathode chauffée de l'extérieur diffère des cas ci-dessus, parce que la cathode émet des électrons avant l'amorçage.

Ainsi que nous l'avons vu auparavant, le mécanisme de l'émission électronique de la cathode de l'arc électrique diffère de façon radicale du mécanisme de la décharge luminescente. Cela vient de ce que le mécanisme de la chute cathodique dans les deux décharges est différent. La chute cathodique est de l'ordre du potentiel d'ionisation ou d'excitation du gaz, et l'épaisseur de l'espace sombre cathodique est de l'ordre du libre parcours moyen de l'électron. La chute cathodique dépasse les potentiels critiques du gaz si l'émission électronique de la cathode n'est pas suffisante pour entretenir le courant de la décharge ; une ionisation (directe ou cumulative) supplémentaire en volume est alors nécessaire à l'entretien de la décharge.

À l'exception de la chute cathodique, toutes les autres parties de l'arc électrique sont similaires à celles de la décharge luminescente pour la même pression du gaz. Ainsi, à basse pression, on observe, dans un arc électrique également, la lueur négative, l'espace sombre de Faraday, la colonne positive (stratifiée ou homogène) ; la densité de courant est beaucoup plus grande que dans une décharge luminescente. Il est évident que les processus dans le plasma de la colonne positive ne sont pas influencés par la manière dont on crée les électrons dans les régions cathodiques de la décharge. Généralement, le plasma s'étend, dans l'arc électrique, d'une électrode à l'autre, à l'exception de certaines régions étroites, correspondant aux chutes cathodique et anodique. Tout comme dans le cas de la décharge luminescente, on peut obtenir des informations concernant la distribution du potentiel en mesurant, à courant constant, la tension de maintien de l'arc électrique en fonction de la distance entre les électrodes. Les distributions du potentiel et des courants électronique et ionique sont représentées, de façon qualitative, figure 118.

En ce qui concerne les chutes cathodique et anodique, il existe des divergences dans la littérature ; les diverses méthodes expérimentales utilisées pour la détermination de ces grandeurs ne donnent pas de résultats concordants. Ainsi, en mesurant la chute totale de

tension en fonction de la longueur de l'arc et en extrapolant pour une longueur nulle, la différence de potentiel restante est égale à la somme $V_c + U_c$ [303], [304]. Si l'on détermine, à l'aide d'une sonde, la valeur du potentiel devant les électrodes, on obtient des valeurs comprises entre V_0 et V_s pour la cathode et entre U_0 et U_s pour

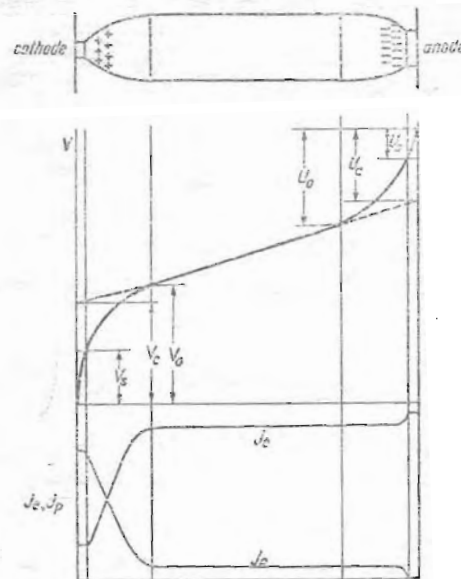


Fig. 118. Distribution du potentiel et des courants dans l'arc électrique.

l'anode [305]—[307]. De même, si l'on mesure la différence de potentiel entre les électrodes immédiatement après l'interruption du courant, la différence correspond probablement à la somme $V_s + U_s$ [308], [309]. Enfin, si nous mesurons la tension entre les électrodes à l'aide d'un oscillographe pendant la diminution graduelle de la distance entre les électrodes, la tension baisse lentement jusqu'au contact des électrodes, et tombe brusquement à quelques dixièmes de volt, valeur correspondant à la résistance de contact. La plus petite tension, avant le contact, représente également la somme des chutes cathodique et anodique. En général, les chutes cathodique et anodique de l'arc sont petites. Ainsi, par exemple, dans un arc à électrodes de carbone dans l'air, pour un courant de 2—20 A, $V_c \approx 9 - 10$ V et $U_c \approx 11 - 12$ V. Dans l'arc fonctionnant dans le vide (c'est-à-dire l'arc brûlant dans la vapeur du matériau dont sont confectionnées les électrodes), par exemple l'arc à cathode liquide de mercure, dans des limites larges du courant (1—1 000 A), on trouve $V_c \approx 7 - 10$ V.

Un cas intéressant de décharge à cathode chauffée de l'extérieur est celui de l'arc de basse tension. Cette expression tire son nom du fait que la tension de maintien V_a de cette décharge est sensiblement plus petite que le potentiel d'ionisation V_i , le fort courant de la décharge étant fourni aussi bien par l'émission thermo-électronique de la cathode, que par l'ionisation en volume du gaz par chocs électroniques. Dans de nombreux cas la tension de maintien de l'arc est inférieure même aux plus petites valeurs de l'énergie d'excitation des niveaux métastables V_m (tableau 17). Une des explications du mécanisme de cet arc anormal est fondée sur l'observation expé

Tableau 17. Comparaison entre le potentiel de maintien V_a et les potentiels critiques V_i et V_m

Gaz	V_i V	V_m V	V_a V
He	24,5	19,8	3,5
Ne	21,5	16,6	7,5
Ar	15,7	11,5	3,0
Hg	10,4	4,6	1,7
Na	5,1	2,1	0,5
K	4,3	1,6	0,5

ri mentale de certaines oscillations de fréquence 10^4 — 10^5 Hz, dont l'amplitude dépasse suffisamment la valeur V_m pour provoquer l'ionisation cumulative du gaz. Une des explications de ces oscillations peut être formulée ainsi : l'apparition des ions positifs réduit la charge d'espace électronique devant la cathode, permettant le passage d'un fort courant électronique ; mais l'augmentation du courant est rattachée à la baisse de la tension entre les électrodes, ce qui provoque l'arrêt de l'ionisation et la baisse rapide du courant électronique émis par la cathode, une nouvelle charge d'espace se formant. A ce moment, la tension aux bornes de l'arc croît de nouveau, les électrons acquièrent des énergies suffisamment grandes pour provoquer une ionisation cumulative ; les ions positifs ainsi formés stimulent l'augmentation rapide du courant, et le processus, par conséquent, se répète périodiquement. Mais ces oscillations de l'arc de basse tension ne peuvent être observées que dans certains domaines de température de la cathode et de pression du gaz [310]—[314].

Une autre explication [315]—[320] résulte de l'interprétation des mesures de sonde. Ainsi, sur les figures 119 et 120 sont représentées la distribution de potentiel V , la concentration n_e et l'énergie moyenne des électrons $e\bar{V}$ pour le néon et l'argon. Comme on le voit, le maximum de potentiel devant la cathode dépasse de beaucoup le potentiel de maintien de la décharge

et est notablement plus grand que l'énergie d'excitation des atomes métastables. Entre le plan du maximum de potentiel et le plan de l'anode, le courant de diffusion vers l'anode, sous l'effet d'un fort gradient de concentration, est beaucoup plus grand que le courant d'entraînement vers la cathode, produit par le champ électrique contraire présent dans cette région.

La décharge anormale dans l'arc de basse tension, décrite ci-dessus, a une tension de maintien positive. Mais si la surface de la

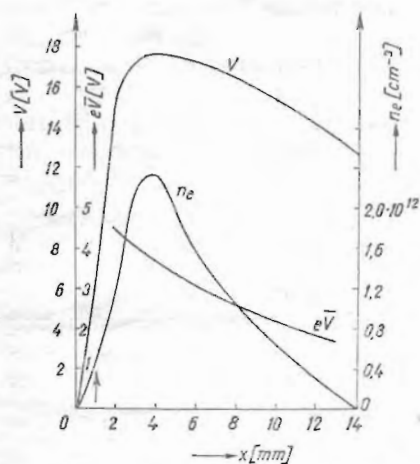


Fig. 119. Distribution du potentiel V , de la concentration n_e et de l'énergie moyenne $e\bar{V}$ des électrons, dans l'arc de basse tension dans le néon; ($p = 6$ mmHg, cathode de tungstène; x — distance de la cathode).

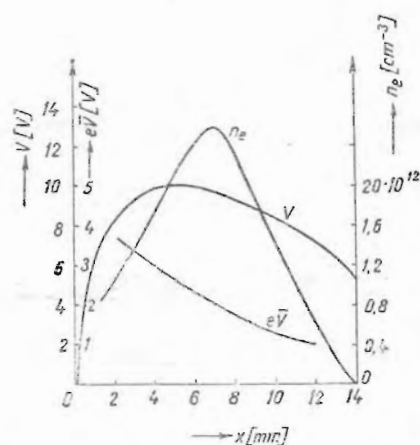


Fig. 120. Distribution du potentiel V , de la concentration n_e et de l'énergie moyenne $e\bar{V}$ des électrons, de l'arc de basse tension dans l'argon; x — distance de la cathode.

cathode a un travail d'extraction élevé, et l'anode une surface suffisamment activée, de manière que son travail d'extraction soit beaucoup plus petit, on peut former un arc électrique à tension de maintien négative, de l'ordre de la différence de potentiel de contact $\Phi_c - \Phi_a$ entre les deux électrodes [321] — [330]. Ainsi, pour une diode remplie de xénon ($p \approx 0,1$ mmHg), avec une cathode en tantale (travail d'extraction élevé), chauffée de manière indirecte pour que sa surface soit équipotentielle, et avec une anode recouverte de baryum (travail d'extraction faible), une décharge ayant un courant de l'ordre de 0,5 A pour une tension négative de 0,8 V apparaît. Une décharge similaire se produit également dans certaines conditions dans la vapeur de césium, en utilisant une cathode à travail d'extraction élevé (W, Mo, Ta) et une anode activée, par exemple de l'argent recouvert d'oxyde de césium (voir §§ 12, 15). Les électrons excités thermiquement, outre le travail d'extraction de la cathode et outre la barrière de potentiel de la charge d'espace négative, sont ensuite accélérés et effec-

tuent des ionisations dans le volume du gaz, et entretiennent la luminosité du plasma. Ces ionisations se produisent par collisions directes dans le cas des gaz rares ou par un processus cumulatif dans le cas de la vapeur de césium. Si le courant électronique du bord anodique du plasma est plus grand que le courant limité par le circuit extérieur, alors un champ retardateur pour les électrons se forme dans la couche anodique. Une fois collectés par l'anode, les électrons produisent le chauffage de celle-ci par transfert de l'énergie correspondant au travail d'extraction; de même, les deux électrodes étant reliées par une résistance extérieure, le courant électronique fournira une puissance utile dans son parcours vers la cathode. Ainsi, un arc de basse tension, où la différence $\Phi_c - \Phi_a$ entre les travaux d'extraction de la cathode et de l'anode est assez grande pour entraîner une tension de maintien négative, fonctionne comme un convertisseur à plasma qui transforme la chaleur cédée à la cathode en énergie électrique fournie au circuit extérieur (voir § 19).

En général, les phénomènes thermiques dans l'arc électrique peuvent être de nature très variée suivant la pression du gaz. On donne, figure 121, la température du gaz T_g et la température des électrons T_e dans la colonne positive de l'arc à vapeur de mercure, en fonction de la pression. On voit que le plasma devient isotherme à une pression de l'ordre de 30 mmHg. Généralement, l'équilibre

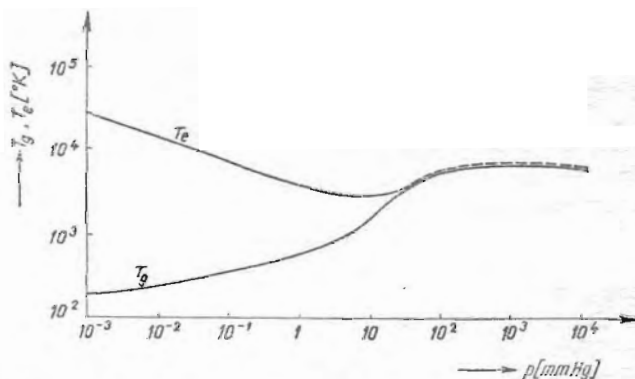


Fig. 121. Température du gaz T_g et température des électrons T_e en fonction de la pression de la vapeur de mercure.

s'établit lorsque l'énergie reçue par les électrons dans le champ électrique en une seconde, $eE\mu_e = e\mu_e E^2$, devient égale à l'énergie perdue dans ce même temps $(3k/2) \cdot (T_e - T_g)^2 \times (2m/M) \cdot (v/l)$; la différence des températures est alors

$$\frac{\Delta T}{T_e} = \frac{M}{m} \left(\frac{eE}{3kT_e} \right)^2, \quad (11.1)$$

où le libre parcours moyen de l'électron est

$$l = \frac{1}{NQ + n_i Q_i} \quad (11.2)$$

(N , n_i — concentration d'atomes neutres et d'ions; Q , Q_i — sections efficaces respectives). Considérons, en guise d'exemple numérique, l'arc brûlant librement dans l'air: $T_e = 6\,000^\circ\text{K}$, $E = 20$ V/cm, $l = 1,3 \cdot 10^{-5}$ cm; alors, en partant de (11.1), on obtient $\Delta T = 6^\circ\text{K}$, c'est-à-dire un gradient de 0,1%; avec l'accroissement du champ E , $\Delta T/T_e$ augmente très vite (par exemple dans l'arc contracté refroidi à l'eau, $E = 300$ V/cm).

Généralement, contrairement aux phénomènes se produisant à la cathode, les processus dans le plasma de l'arc électrique dépendent de façon essentielle de la pression du gaz. Pour de basses pressions, la décharge remplit toute la section du tube, la température du gaz est relativement faible et l'ionisation de celui-ci est entretenue par l'ionisation directe ou cumulative lors des collisions des électrons avec les molécules ou les atomes du gaz. Pour des pressions plus grandes, la colonne positive se contracte en un cordon brillant, dont la température atteint une valeur très élevée, les porteurs de charge étant engendrés, dans ces conditions, par ionisation thermique. Ainsi, par exemple, pour l'azote ($V_i = 15,8$ V), à la pression $p = 1$ atm et pour une température du plasma $T = 6\,500^\circ\text{K}$, la formule de Saha pour l'ionisation thermique conduit à une concentration des porteurs de charge de l'ordre de la concentration observée dans les expériences ($n \approx 2,4 \cdot 10^{13}$ cm $^{-3}$). Entre le cordon de l'arc de grande pression et le gaz froid se trouvant autour de celui-ci il existe une délimitation très nette, dans laquelle le gradient de température peut atteindre quelques milliers de degrés par millimètre. Le mécanisme qualitatif de formation du cordon de l'arc de grande pression est le suivant. Avec l'augmentation du courant, le gaz se chauffe surtout sur l'axe du tube, où la concentration du gaz baisse et où l'ionisation s'accroît. C'est pourquoi le courant augmente encore, se concentrant à la fin dans un canal étroit sous la forme d'un cordon très brillant de température élevée.

L'application de la méthode des sondes à la colonne positive de l'arc de basse pression ne présente pas de difficultés, s'effectuant de la même manière, avec les mêmes limitations que pour la colonne positive de la décharge luminescente. Mais, dans la colonne de l'arc de grande pression, apparaissent des difficultés spécifiques aux gaz portés à des températures élevées. Même si, pour éviter le chauffage de la sonde, on utilise la méthode de la sonde oscillante, les déterminations sont affectées de très grandes erreurs, le refroidissement de la couche de gaz qui entoure la sonde et les modifications de l'état du plasma n'étant pas connus.

En général, pour des températures élevées on utilise d'autres méthodes, afin de déterminer les paramètres du plasma [013], [021],

[060] — [062], [291], [331]—[335]. Parmi celles-ci, les plus importantes sont les méthodes spectrographiques : rapports d'intensités de raies spectrales, détermination absolue de l'intensité d'une raie spectrale de probabilité de transition connue, élargissement des raies spectrales, mesures du spectre continu émis lors des recombinaisons. La condition fondamentale nécessaire au diagnostic spectroscopique est l'équilibre thermo-dynamique local du plasma (§ 16). D'autres méthodes s'appuient sur des mesures de la vitesse d'une onde de choc [336], sur la détermination de la densité moyenne du gaz à l'aide de l'absorption du rayonnement X [337], etc.

La section efficace de diffusion Q peut être déterminée en partant des mesures du courant total dans une section de la colonne positive de l'arc

$$I = 2\pi E \int_0^R \sigma_e(r) r dr, \quad (11.3)$$

où R est le rayon de la colonne de plasma, $\sigma_e = en_e \mu_e$ — la conductibilité électronique, $\mu_e = eI_e/m\bar{v}_e$ — la mobilité des électrons, $\bar{v}_e = (8kT_e/\pi m)^{1/2}$ — leur vitesse thermique, de sorte que (11.3) devient

$$I = \frac{2\pi e^2 E}{(8m/\pi)^{1/2}} \int_0^R \frac{n_e r dr}{(kT_e)^{1/2} (NQ + n_i Q_i)}. \quad (11.4)$$

Dans la dernière expression n_e et T_e peuvent être estimés ou mesurés à l'aide de diverses méthodes, n_i se détermine à partir de l'équation de Saha, et Q_i est la section correspondant à l'interaction coulombienne [338]; la section Q est supposée constante, de sorte que cette méthode permet la détermination des valeurs moyennes de cette section en fonction de la température des électrons [021], [339]—[342].

Considérons, dans ce qui suit, l'arc électrique de grande intensité, par exemple l'arc à électrodes de charbon fonctionnant dans l'air à la pression atmosphérique. Au fur et à mesure que l'arc brûle, la cathode devient une pointe aiguë, sur laquelle se fixe la tache cathodique, et à l'anode se forme une cavité (le cratère positif). Immédiatement devant la tache cathodique se trouve une région lumineuse, correspondant à la lueur négative de la décharge lumineuse; cette région porte le nom de flamme négative; après celle-ci on trouve la flamme positive (colonne positive) et les régions anodiques (l'espace sombre et la lueur anodique). A l'encontre de la décharge lumineuse, ce type d'arc est entouré d'auréoles (flammas qui sortent des électrodes). Dans ces auréoles ont lieu diverses réactions chimiques entre le gaz très chaud sortant de l'arc et le gaz froid de l'atmosphère environnante, produisant, par exemple, du CN, des oxydes d'azote, etc. Les caractéristiques tension-courant de ce type d'arc ont été amplement étudiées par Ayrton [343]; parmi celles-ci

nous en donnons quelques-unes figure 122, avec comme paramètre la longueur L de l'arc. Ces courbes sont régies par la formule empirique

$$V = a + \frac{b}{I} + \left(c + \frac{d}{I}\right)L, \quad (11.5)$$

où les coefficients a , b , c , d sont des constantes empiriques dépendant du matériau des électrodes, de la nature et de la pression du gaz.

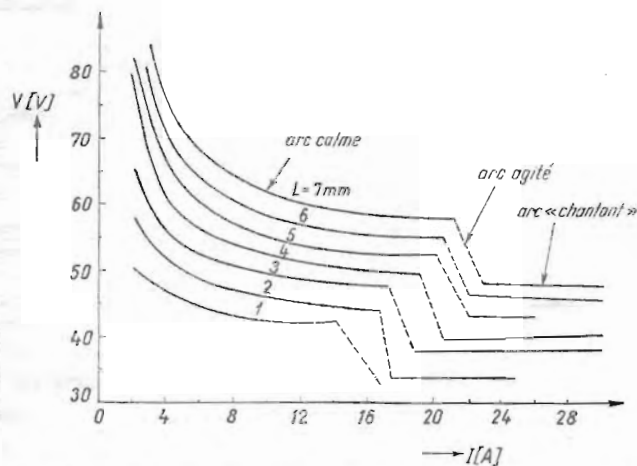


Fig. 122. Caractéristique tension-courant de l'arc avec électrodes de charbon dans l'air

D'habitude, dans l'arc brûlant librement dans l'air ($I = 5 - 10$ A), entre des électrodes de charbon, la température du gaz atteint $6\,000$ à $7\,000^\circ\text{K}$, la cathode $3\,200$ à $3\,600^\circ\text{K}$ et l'anode approximativement $4\,000^\circ\text{K}$.

Dans le tableau 18 nous donnons, pour quelques matériaux et quelques gaz, le courant, la température, la densité de courant et les chutes de potentiel à la cathode et à l'anode.

L'émission lumineuse de l'arc brûlant librement est sujette à de brusques variations plus ou moins amples, dont les origines sont le mouvement de la tache cathodique et l'expulsion du gaz des électrodes, ce qui mène à la variation de la tension entre les électrodes. On obtient une stabilité très grande de l'émission lumineuse de l'arc ($\sim 5\%$) si les électrodes sont montées dans un manchon, comme on le voit de façon schématique figure 123, et si elles sont confectionnées de charbon spectralement pur.

La température de la colonne de l'arc peut être augmentée en accroissant le courant de décharge. Mais, généralement, la caractéristique tension-courant de l'arc à courant intense commence à croître de nouveau du fait des grandes pertes d'énergie à l'intérieur

de l'arc. Un tel arc [344], [345] est représenté de façon schématique figure 124; il brûle entre une cathode de tungstène et une anode de cuivre, toutes les deux refroidies à l'eau et montées vis-à-vis, à une distance de quelques millimètres. Voici quelques caractéristiques

Tableau 18. Le courant, la température, la densité de courant et la chute de potentiel à la cathode et à l'anode dans l'arc électrique

Electrodes	Gaz	I A	T_c °K	T_a °K	j_c A/cm ²	j_a A/cm ²	V_c V	U_c V
C, C	air	1-10	3500	4200	470	65	9-11	11-12
C, C	N ₂	4-10	3500	4000	500	70		
Cu, Cu	air	~5	2200	2400	~10 ⁶	~10 ³	8-9	2-6
Fe, Fe	air	~5	2400	2600	grand		8-12	2-6
Ni, Ni	air	~5	2400	2400				
W, W	air	~5	3000	4200				
Al, Al	air	~5	3400	3400				
Al, Al	N ₂	~5	2500	2500				
Zn, Zn	air	~5	3000	3000				
Zn, Zn	N ₂	~5	basse	basse				
Hg, C	Hg	>2	600	600	10 ⁵		7-10	0-10

de cet arc : $V_a \approx 12$ V, $I = 500$ A, $T_p \approx 18\,000 - 30\,000^\circ\text{K}$ (fonction de la composition du plasma). La plus grande partie de la tension est représentée par la chute cathodique (≈ 30 V/cm), tandis que le gradient de la colonne est très petit (1,5-2,0 V/cm).

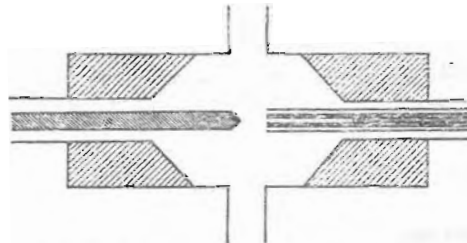


Fig. 123. Stabilisation de l'arc électrique.

L'arc électrique dans un tube à eau [346], [347] présente une construction ingénieuse. Ce type d'arc (fig. 125) brûle entre deux électrodes de charbon montées à l'intérieur d'un tourbillon d'eau qui recouvre l'intérieur d'un tube de verre et se maintient sur les parois grâce à la force centrifuge. Du fait de ce refroidissement, l'arc prend la forme d'un canal étroit relativement calme. La tension entre les électrodes devient d'autant plus importante que le refroidissement est plus efficace et le diamètre du tube plus petit (fig. 126); en même temps, la température dans la colonne peut atteindre des valeurs très grandes, de l'ordre de $50\,000^\circ\text{K}$ (fig. 127).

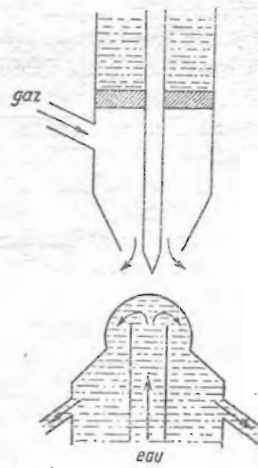


Fig. 124. Arc à basse tension et fort courant.

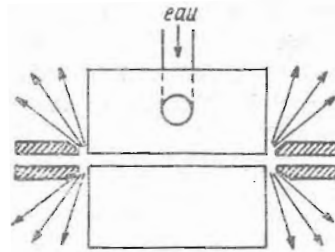


Fig. 125. Arc en tube d'eau.

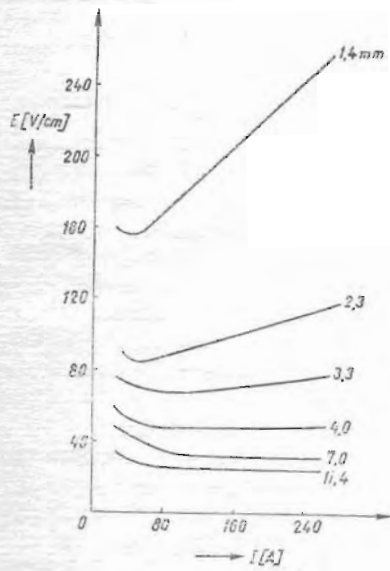


Fig. 126. Caractéristique tension-courant de l'arc en tube d'eau, pour divers diamètres de celui-ci.

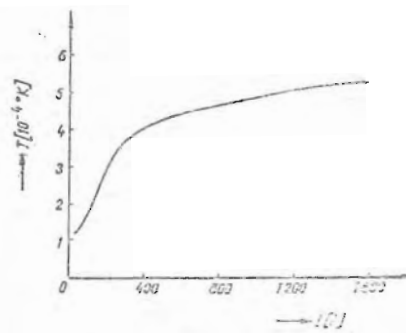


Fig. 127. Relation entre la température de l'arc en tube d'eau (diamètre de 2,3 mm) et le courant de la décharge.

Si le courant électrique passant à travers la décharge atteint des valeurs très grandes (plus de 10^5 — 10^6 A), alors l'action du champ magnétique propre sur les électrons et les ions du canal conduit non seulement à l'autoconstruction de celui-ci, mais aussi à une importante diminution de la chaleur sortant dans l'espace froid environnant. Cela a conduit à l'idée de l'utilisation de certaines impulsions très puissantes qui, quoique courtes, peuvent créer momentanément un plasma isolé thermiquement et à une température très élevée sur l'axe du canal [348], [349]. Nous reviendrons sur ces types de décharges en impulsions de grande puissance (voir § 17).

Toujours en liaison avec l'arc électrique, nous mentionnons encore les recherches concernant les phénomènes se produisant dans la colonne de vapeur qui se forme lors de l'explosion des fils à travers lesquels se décharge une batterie de condensateurs de grande capacité [350]—[352], ainsi que les décharges en arc à cathode électrolytique [353].

Les décharges de haute fréquence à une pression de l'ordre de la pression atmosphérique sont particulièrement intéressantes. Ainsi, si une électrode est constituée d'un fil ou d'une pointe, à une certaine tension haute fréquence, près de cette électrode prend naissance une couche lumineuse traversée de nombreux streamers (voir § 5); ce phénomène est dénommé couronne de haute fréquence. Avec l'augmentation de la tension alternative, la couronne se transforme en un arc de haute fréquence, le canal de l'arc étant déclenché par les streamers arrivant jusqu'à l'autre électrode. Si la puissance du générateur de tension est insuffisante, la couronne devient une étincelle de haute fréquence.

Aux fréquences très élevées, de l'ordre de 10^7 — 10^8 Hz à la pression atmosphérique, on forme, dans certaines conditions, une décharge en torche [354]—[365]. Ce type de décharge se présente comme une flamme de bougie fixée sur un point du circuit où l'on trouve un ventre de tension haute fréquence. La longueur de cette torche varie avec l'amplitude de la tension appliquée. La torche peut s'allumer spontanément si l'amplitude de la tension est suffisamment grande. Cet allumage peut être facilité si l'on crée au voisinage de l'électrode, par un moyen quelconque, un nombre suffisant d'électrons. Les moyens sont, par exemple: le chauffage de l'électrode pour augmenter l'émission thermo-électronique, l'introduction d'une allumette enflammée dans le champ alternatif, la formation d'un arc de haute fréquence suivie de l'éloignement d'une des électrodes. L'allumage peut être également provoqué en touchant le point d'amorçage probable avec un bâtonnet métallique (à manche isolé); par interruption du contact on engendre un arc de haute fréquence qui, en éloignant le bâtonnet, s'éteint, laissant à sa place la torche. Il est intéressant de remarquer que la torche peut s'allumer non seulement sur une électrode métallique, mais aussi sur un diélectrique (verre, porcelaine, eau bidistillée).

La torche de haute fréquence dans l'air présente trois parties distinctes : une pellicule brillante au voisinage de l'électrode, un canal central étroit et une région moins lumineuse autour du canal. L'étude des caractéristiques a permis de conclure que devant l'électrode une chute cathodique de l'ordre de 280 V prend naissance sur une région d'approximativement 0,03 mm ; cette chute cathodique est produite par la charge d'espace des ions positifs durant la demi-période où l'électrode devient cathode. Puisque la température de l'électrode est insuffisante pour donner une émission thermo-électronique, il est à supposer que l'émission des électrons à la cathode se produit grâce aux processus γ ou au champ intense. La densité du courant à la pointe de fixation, compte tenu des lois de similitude, correspond à un régime de décharge luminescente normale. Toutes ces constatations tendent à prouver que les régions cathodiques de la torche sont semblables à celles de la décharge luminescente.

En ce qui concerne le plasma du canal central, celui-ci a une température d'approximativement 4 000°K. En augmentant la fréquence de 62,5 à 84,5 MHz, la température croît de quelques centaines de degrés. L'explication consiste dans le fait que, simultanément avec l'augmentation de la fréquence, les électrons oscillent dans un volume plus réduit, la même énergie des électrons se répartissant entre un nombre plus faible de molécules.

§12. LES RÉGIONS VOISINES DE LA CATHODE DANS L'ARC ÉLECTRIQUE

Conformément à la classification faite au paragraphe précédent, la décharge auto-entretenu en arc peut être divisée en deux grandes catégories : décharges où la température de la cathode est suffisamment élevée pour entretenir une émission thermo-électronique intense, mais suffisamment basse pour que l'évaporation du matériau soit petite (arc à émission thermo-électronique), et décharges où le matériau de la cathode s'évapore intensément aux températures auxquelles l'émission thermo-électronique est négligeable (arc à cathode froide), le mécanisme le plus probable de production des électrons à la cathode étant l'émission par effet de champ. Toujours dans ce paragraphe nous analyserons également la décharge en arc à cathode chauffée de l'extérieur (l'arc de basse tension).

a) *L'arc à émission thermo-électronique.* Considérons d'abord la transition de la décharge luminescente à l'arc, transition régie par l'émission thermo-électronique [04]. Ainsi qu'il résulte des équations suivantes

$$\begin{aligned} j &= j_e + j_p, \\ j_e &= j_s + \gamma j_p, \\ j_s &= A T_c^2 \exp\left(-\frac{\Phi_c}{kT_c}\right), \end{aligned} \quad (12.1)$$

le rendement de l'émission secondaire γ doit être remplacé par le rendement γ' , qui inclut aussi l'émission thermo-électronique

$$\gamma' = \frac{j_e}{j_p} = \gamma + \frac{\gamma + 1}{j/j_s + 1} \quad (12.2)$$

La température de la cathode T_c , qui détermine j_s , peut être trouvée en fonction de j et V_c , en égalant l'énergie dégagée à la cathode à l'énergie perdue par rayonnement

$$jV_c = \varepsilon\sigma T_c^4 \quad (12.3)$$

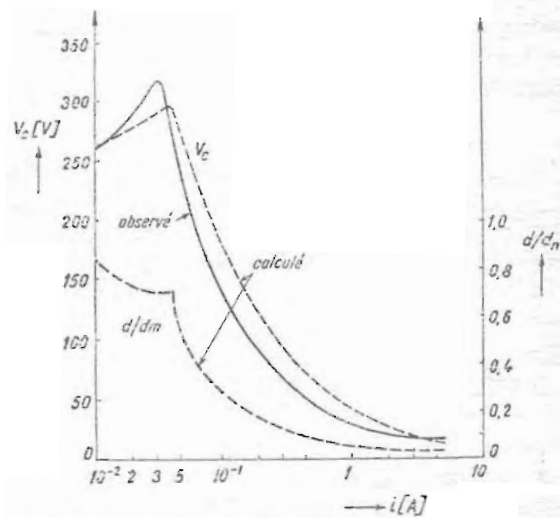


Fig. 128. Variation de la chute cathodique et de l'épaisseur de l'espace sombre cathodique lors de la transition de la décharge lumineuse à l'arc.

où ε est l'émissivité du matériau de la cathode et σ la constante de Stefan. Introduisant γ' (j , V_c , γ) à la place de γ et utilisant des équations équivalentes aux équations déterminées au § 9, on obtient la caractéristique tension-courant de la transition de la décharge lumineuse vers l'arc, qui a la forme représentée sur la figure 128; ici aussi est donnée l'épaisseur de l'espace sombre cathodique rapportée à l'épaisseur correspondante dans la décharge lumineuse normale. Pour ce calcul, on a considéré une température moyenne du gaz de 2 000°K et on a fait la correction sur la concentration de celui-ci devant la cathode incandescente.

Faisons quelques considérations générales sur la chute cathodique et sur le bilan énergétique à la cathode de l'arc. Avec une bonne approximation on peut considérer que le plasma commence devant la cathode, là où les électrons émis ont une énergie suffisante pour

provoquer l'ionisation directe ou cumulative du gaz (cas des grandes densités de courant). Compte tenu du fait expérimental que $V_c \approx V_i$, on peut affirmer également que l'épaisseur de l'espace sombre cathodique d est du même ordre de grandeur que le libre parcours moyen de l'électron ($d \approx l_e$). Sortant de la cathode, les électrons acquièrent pendant ce trajet une énergie comprise approximativement entre V_m et V_i et commencent à exciter et ioniser le gaz, engendrant de la sorte le bord cathodique du plasma.

La cathode peut être considérée comme une sonde à un potentiel négatif par rapport au plasma; il se forme autour d'elle une couche de charge d'espace positive. Les ions positifs sont émis par le bord du plasma et sont collectés par la cathode, de sorte que la densité du courant transporté par eux est fournie par une expression de la forme (10.33)

$$j_p = \frac{1}{9\pi} \left(\frac{2e}{m_p} \right)^{1/2} \frac{V_c^{3/2}}{(pd)^2} (1 + 0,32Q_i pd)^{-1/2}. \quad (12.4)$$

Le rapport j_e/j_p à la cathode peut être trouvé en partant du bilan énergétique à la cathode. Ainsi, chaque ion apporte à la cathode une énergie cinétique maximale eV_c et une énergie potentielle eV_i , et absorbe pour sa neutralisation l'énergie Φ_c . Supposant que toute énergie cédée par les ions positifs est utilisée pour entretenir l'émission d'électrons à la cathode, le bilan d'énergie s'écrit $j_p (V_c + V_i - \Phi_c/e) = (j_e/e) (\Phi_c + 2kT_c)$ ou ($V_c \approx V_i$, $\Phi_c \gg 2kT_c$)

$$\frac{j_e}{j_p} \approx \frac{2eV_i - \Phi_c}{\Phi_c}. \quad (12.5)$$

Cette équation du bilan thermique ne peut donner qu'un ordre de grandeur, parce que nous n'avons pas tenu compte des importantes pertes dues au rayonnement et à la conductibilité thermique du métal et du gaz; les atomes métastables ainsi que les atomes excités qui tombent sur la surface de la cathode apportent une petite contribution à son chauffage.

Enfin, le champ à la cathode est fourni par une expression de la forme (9.23)

$$E_c = \frac{5}{3} \frac{V_c}{d} \quad (12.6)$$

ou, plus généralement (géométries cylindrique, sphérique, ou irrégularités sur la surface de la cathode qui peuvent être remplacées approximativement par ces géométries), par l'expression (10.28).

Utilisant les trois dernières équations, nous pouvons nous faire une idée de la valeur des diverses grandeurs. Ainsi, en considérant une décharge dans l'azote ($V_i = 15,8$ V) à la pression de 1 atm, à cathode de tungstène ($\Phi_c = 4,5$ eV) et une température du gaz au voisinage de la cathode de 3 000°K, l'épaisseur de la chute

cathodique est de $d \approx l_c = 6 \cdot 10^{-5}$ cm. Compte tenu que $V_c \approx V_i$, (12.6) donne la valeur du champ à la cathode $E_c \approx 4,4 \cdot 10^5$ V/cm, valeur assez grande pour diminuer sensiblement le travail d'extraction par effet Schottky. A partir de (12.4), négligeant l'influence des collisions, on obtient un courant ionique $j_p \approx 180$ A/cm², et de (12.5) un rapport $j_e/j_p \approx 6$.

Dans une décharge typique en arc, le courant recouvre sur la cathode l'aire très réduite de la tache cathodique. Cette tache est très brillante, par comparaison avec le reste de la surface froide de la cathode, de sorte que son aire peut être déterminée par photographie ou par la trace qu'elle laisse sur la cathode. Les expériences ont montré que, dans des limites très larges, la densité du courant passant à travers la tache ne dépend pas de la valeur du courant, c'est-à-dire que l'aire de la tache est approximativement proportionnelle au courant, phénomène rencontré dans la décharge lumineuse normale. Les mesures expérimentales de la densité de courant de la tache sont en accord qualitatif avec les estimations faites ci-dessus. Ainsi, par exemple, dans un arc à électrodes de charbon qui fonctionne dans l'air, pour $p = 100$ mmHg, $j = 100$ A/cm²; et pour $p = 800$ mmHg, $j = 440$ A/cm²; ces valeurs de la densité de courant, pour des électrodes de charbon, sont tout à fait explicables par l'émission thermo-électronique, qui fournit des valeurs de l'ordre de $500-800$ A/cm², si nous introduisons dans l'expression de la loi de Richardson-Dushman: $T_c \approx 3\,500-3\,600^\circ\text{K}$ et $\Phi_c = 4,3-4,5$ eV. On obtient un résultat analogue pour l'arc à électrodes de tungstène fonctionnant dans l'azote (qui tout comme l'hydrogène ou les gaz rares ne réagit pas chimiquement avec le tungstène), et les valeurs expérimentales donnent $j \approx 570$ A/cm².

Toutes ces considérations montrent de façon évidente la nature thermo-électronique de l'émission d'électrons des arcs dont les cathodes sont confectionnées avec des matériaux réfractaires. En ce qui concerne l'évaporation, celle-ci ne peut jouer aucun rôle, parce que, bien que la température de la cathode soit très grande, elle est pourtant beaucoup plus petite que la température d'ébullition (celle-ci est pour le carbone de $4\,470^\circ\text{K}$ et pour le tungstène de $6\,170^\circ\text{K}$).

Un arc thermo-électronique idéal à étudier est celui à cathode de tungstène en atmosphère inerte (azote, hydrogène, gaz rares) [366]—[370]; en outre, si la cathode est une petite sphère de tungstène, la température et, par conséquent, l'émission thermo-électronique sont presque constantes sur toute la surface de celle-ci, de sorte que la tache cathodique ne se forme plus. Comme on le voit sur la figure 129, la chute cathodique ne dépend pas de la pression dans un intervalle relativement large. Une autre observation expérimentale intéressante, mentionnée et utilisée dans les évaluations ci-dessus, est la suivante: les électrons primaires, formant un faisceau monocinétique, traversent l'espace sombre cathodique dont les dimensions sont de l'ordre du libre parcours moyen et dépendent

par excitations et ionisations dans le plasma adjacent l'énergie acquise dans la chute cathodique. Dans maints cas, le nombre d'ions produits par un électron dans le plasma peut être représenté approximativement par une fonction simple, croissante avec l'énergie, de la forme $ap(V - V_i)$, de sorte que si une fraction f de ces ions tombe sur la cathode,

$$\frac{j_p}{j_e} = fap(V_c - V_i). \quad (12.7)$$

Combinant la dernière équation avec (12.1) on a

$$\frac{j - j_s}{\gamma j + j_s} = fap(V_c - V_i). \quad (12.8)$$

On obtient une autre équation en complétant l'équation du bilan énergétique à la cathode (12.5) avec les pertes par rayonnement

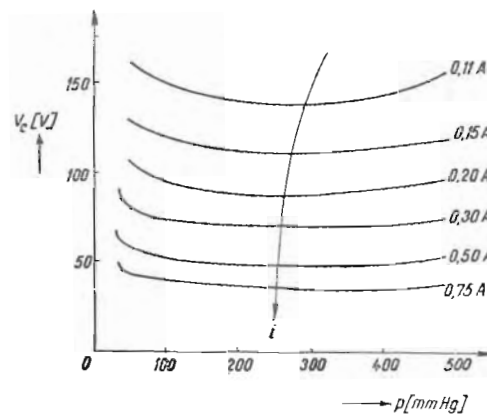


Fig. 129. Dépendance de la chute cathodique vis-à-vis de la pression et du courant dans l'azote.

($\varepsilon\sigma T_c^4$) et par conduction à travers le support de la cathode (CT_c) et en introduisant le coefficient q d'accommodation des ions

$$\frac{j - j_s}{1 + \gamma} (qV_c + V_i) - \frac{j\Phi_c}{e} = \varepsilon\sigma T_c^4 + CT_c. \quad (12.9)$$

En partant des deux dernières équations on calcule la caractéristique tension-courant ($f = 1$, $q = 1$), qui est en bon accord avec celle déterminée expérimentalement [010], comme on le voit figure 130. Sur la même figure sont données également les pentes des caractéristiques isothermes, qui sont obtenues pour la courbe expérimentale en superposant à la tension continue une petite tension alternative, de fréquence suffisamment grande (plus de 200 Hz) pour que la température de la cathode reste constante pendant une période.

A l'exception de l'exemple précédent, le courant passe à travers une tache cathodique bien délimitée. Le fait que la tache ca-

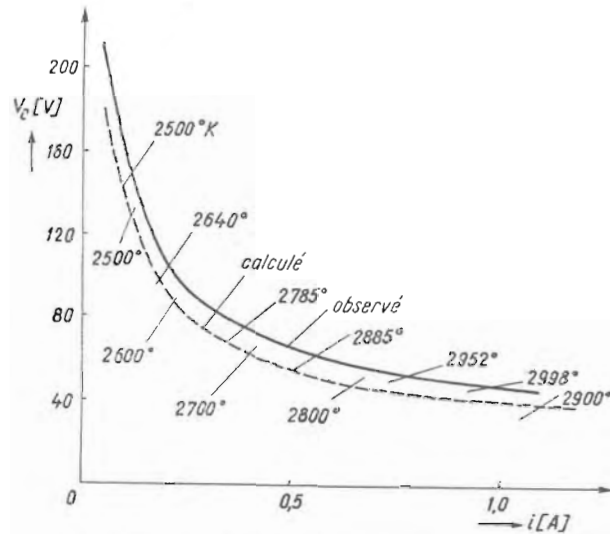


Fig. 130. Caractéristique tension-courant dans l'azote pour $p = 420$ mmHg.

thodique a un contour net s'explique de la manière suivante [371] (fig. 131). La quantité d'énergie rayonnée est proportionnelle à la

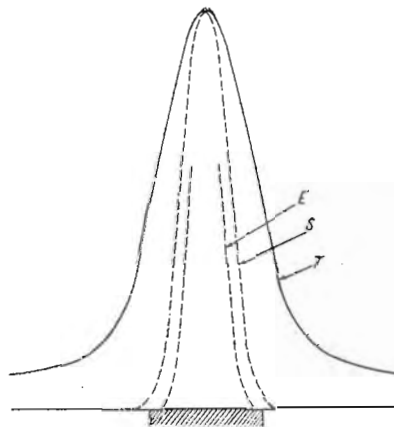


Fig. 131. La température T , l'éclat S et l'émission électronique E dans la tache cathodique (la chaleur est transférée dans la région hachurée).

puissance quatrième de la température absolue, et la densité du courant thermo-électronique croît, pratiquement, de manière expo-

nentielle avec la température de la cathode, conformément à la loi de Richardson-Dushman. C'est pourquoi, aux baisses relativement lentes de la température correspondent des baisses beaucoup plus brusques de l'éclat et de l'émission thermo-électronique, de sorte que, à l'encontre de la « tache thermique », relativement grande et floue, la « tache optique » et la « tache électrique » sont très nettes. Pour formuler une théorie des dimensions de la tache cathodique, il est important de connaître dans quelle mesure celle-ci est déterminée par la conduction de la chaleur dans la cathode, la diffusion latérale des ions, la contraction du courant produite par le champ magnétique propre, etc.

b) *L'arc à émission par effet de champ*. C'est un mécanisme tout à fait différent qui régit l'émission électronique de la cathode pour des matériaux à point d'ébullition bas. On obtient également ce type d'arc si les électrodes tournent rapidement ou sont fortement refroidies. Citons parmi des exemples typiques : l'arc à cathode de mercure (température d'ébullition pour $p = 1$ atm : 630°K) ou à cathode de cuivre (température d'ébullition : $2\,573^\circ\text{K}$), où la température de la tache cathodique est, respectivement, de l'ordre de 600°K et $2\,200^\circ\text{K}$ (voir tableau 18). La température de la cathode est, dans cet exemple, voisine de la température d'ébullition, de sorte que le matériau dont est confectionnée la cathode s'évapore fortement et l'arc fonctionne pratiquement dans une atmosphère de vapeur du métal de la cathode.

La température de la région de la tache peut être estimée par des mesures de la vitesse d'évaporation du métal à la surface de la cathode [372], [373]. Ainsi, en notant par $M = (1/4) mN\bar{v}$ la masse évaporée de l'unité de surface en une seconde (m — masse de l'atome, N — concentration de la vapeur, \bar{v} — vitesse moyenne des atomes) et en utilisant l'expression $p = (1/3) Nm\bar{v}^2$, on obtient

$$p(T) \approx \left(\frac{16}{3} \frac{kT}{m} \right)^{1/2} M \quad (12.10)$$

où $p(T)$ est la tension de la vapeur saturée. Mesurant M et résolvant cette équation par rapport à T , on obtient pour le mercure une valeur de l'ordre de 500°K .

En dépit de la température relativement réduite de la cathode, les densités de courant sont de quelques ordres de grandeur plus grandes que dans le cas de l'émission thermo-électronique. Ainsi, des mesures des dimensions de la tache cathodique, effectuées à l'aide d'un système électro-optique [374], ont permis d'évaluer certaines densités de courant supérieures à $5 \cdot 10^4$ A/cm² pour la cathode liquide de mercure; des mesures plus anciennes de la densité du courant varient entre 10^3 – 10^4 A/cm² [010], tandis que les données les plus récentes indiquent une valeur de l'ordre de 10^6 A/cm² [021]. Des valeurs très grandes de la densité du courant à la cathode ont été également trouvées pour d'autres métaux à point d'ébullition bas.

Afin d'expliquer ces densités très grandes de courant pour des températures relativement basses de la cathode, alors que l'émission thermo-électronique dans la plupart des cas est évidemment négligeable, on a fait la supposition [375] que les électrons sont extraits de la cathode par effet tunnel, provoqué par le champ intense créé à la surface de la cathode par la charge d'espace des ions positifs.

En supposant qu'aussi bien les ions positifs qui arrivent du plasma à la cathode, que les électrons qui sortent de la cathode et pénètrent dans le plasma ne subissent pas de collisions dans l'espace sombre cathodique, et en intégrant une fois l'équation de Poisson, on obtient pour le champ électrique à la cathode une expression de la forme [040], [288], [376] [voir l'éq. (12.24)]

$$E_c^2 = 16\pi \left(\frac{m_e}{2e}\right)^{1/2} V_c^{1/2} j_e \left[\frac{j_p}{j_e} \left(\frac{m_p}{m_e}\right)^{1/2} - 1 \right], \quad (12.11)$$

ou, en exprimant E_c en V/cm, V_c en V et j_e en A/cm², le coefficient numérique du membre droit devient $7,57 \cdot 10^5$. D'un autre côté, la densité du courant pour l'émission auto-électronique est [377]

$$j_e = 1,54 \cdot 10^{-6} \frac{E_c^2}{\Phi_c} \exp\left(-6,8 \cdot 10^7 \frac{\Phi_c^{3/2}}{E_c}\right) \quad (12.12)$$

où j_e est fourni en A/cm², E_c en V/cm et Φ_c , en eV; la figure 132 représente cette dépendance de E_c vis-à-vis de j_e pour trois

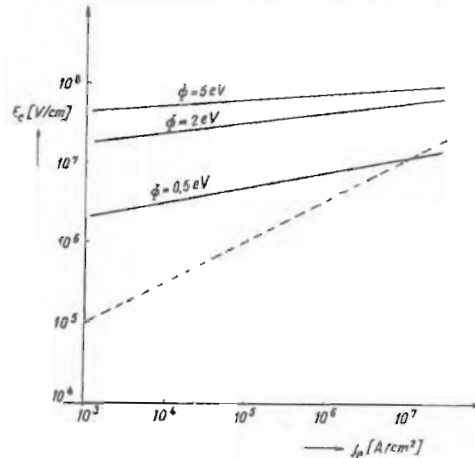


Fig. 132. Dépendance de la densité du courant électronique vis-à-vis du champ électrique fournie par (12.12) (traits pleins) et par (12.11) (trait pointillé).

valeurs du travail d'extraction Φ . Sur la même figure est représentée en pointillé la même dépendance calculée à l'aide de l'équation (12.11) pour $V_c \approx V_i$ et j_p/j_e de l'ordre de 10^{-1} – 10^{-2} . On voit

de la sorte que le champ électrique engendré par les ions positifs est, en général, beaucoup plus petit que celui nécessaire à l'entretien de l'émission par effet de champ, même pour un travail d'extraction de 0,5 eV.

Mentionnons pourtant que l'expression (12.11) du champ a été déduite dans l'approximation de la chute libre des électrons et des ions positifs dans l'espace sombre. Si cette approximation est souvent valable pour les électrons ($l_e \approx d$), pour les ions positifs le nombre de chocs avec les atomes du gaz dans l'espace sombre ne peut plus, en général, être négligé. Dans les gaz atomiques, la section efficace du transfert résonnant de charge étant importante, la condition $l_p \ll l_e \ll d$ semble être une meilleure approximation. Cela conduit à un freinage puissant des ions positifs dans l'espace sombre, donc à un accroissement de la concentration et du champ à la cathode. Un deuxième fait dont il faut tenir compte est le suivant : habituellement, la surface de la cathode n'est pas idéalement plane, mais plus ou moins rugueuse. Les aspérités de rayon de courbure petit (les pointes), où se concentrent les lignes de champ électrique et qui peuvent être considérées comme approximativement sphériques, représentent la surface effective de la tache cathodique. Aussi bien l'effet des collisions des ions avec les atomes du gaz que l'effet de la géométrie ont été envisagés lors de la déduction de l'expression (10.28) pour le champ électrique. Nous observons également que l'influence des pointes est appréciable seulement si le rayon de courbure de celles-ci satisfait à la condition $r_c \approx d$ (si $r_c \gg d$ ou $r_c \ll d$, nous arrivons de nouveau à l'approximation de la cathode plane). Si $r_c \approx d$, l'expression du champ électrique sur l'extrémité de la cathode sphérique fournie par (10.28) ($s = 2$) s'écrit

$$E_c = \left(\frac{81 \pi m_p i_p^2}{32 e l_p d^2} \right)^{1/3}, \quad (12.13)$$

où i_p désigne le courant total des ions positifs sur cette extrémité, représentant une fraction $q = i_p / i \ll 1$ du courant total passant à travers la pointe [373], [378]. Pour des matériaux constituant les cathodes à point d'ébullition bas, on trouve une densité de courant $j_c \approx 10^6$ A/cm² alors que le courant total est de quelques ampères ; la surface de la tache cathodique est dans ce cas de l'ordre de 10^{-6} cm², correspondant à un rayon voisin de 10^{-3} cm et à un rapport $\frac{d}{l_p} \approx 10$.

En prenant les valeurs suivantes, $d \approx r_c \approx 10^{-3}$ cm et $\frac{d}{l_p} \approx 10$, l'équation (12.13) conduit, pour le mercure, aux valeurs $E_c \approx 10^8$ V/cm, si $q = 1/10$, et $E_c \approx 3 \cdot 10^7$ V/cm, si $q = 1/100$, valeurs suffisamment grandes pour justifier le mécanisme de l'émission par effet de champ.

Mentionnons encore qu'il existe des décharges en régime d'arc où la cathode, confectionnée d'un matériau assez facilement éva

porable, présente à sa surface une grande densité de vapeur et, en même temps, se chauffe fortement, permettant l'émission d'un puissant courant thermo-électronique (Al, pour lequel la température d'ébullition est de $2\,170^{\circ}\text{K}$; Ni, Fe, Pt et autres). Il semble que, dans ces cas, l'émission est partiellement thermo-électronique, partiellement de champ. D'ailleurs, en principe, on ne peut pas faire, pour $T > 0^{\circ}\text{K}$, une délimitation stricte entre les deux sortes d'émission. Les tentatives d'explication du mécanisme de l'émission, en tenant compte aussi bien de la réduction du travail d'extraction que de l'influence du champ conduisent à des expressions relativement plus compliquées, qui ne font pas intervenir une superposition linéaire de l'émission thermo-électronique et de l'émission de champ [379]—[381].

Certaines observations concernant la tache produite sur la cathode liquide de mercure méritent d'être signalées. Ainsi, dans ces conditions ($V_i = 10,4\text{ V}$, $V_{rés} = 4,9\text{ V}$), à cause de l'ionisation cumulative entraînée par une forte densité de courant, les électrons doivent acquérir dans la chute cathodique une énergie un peu plus grande que l'énergie de résonance $4,9\text{ eV}$. D'un autre côté, les électrons arrachés à la cathode par l'émission de champ acquièrent dans la chute cathodique une énergie de l'ordre $eV_c - \Phi_c$ (et non pas eV_c), de sorte que prenant $V_c \approx V_i \approx 10\text{ V}$ et $\Phi_c = 4,5\text{ eV}$, il ne reste pour l'énergie cinétique des électrons que $5,5\text{ eV}$, valeur assez grande pour exciter les atomes. Il est à remarquer que dans le cas de l'émission par effet de champ, les électrons ne « refroidissent » plus la cathode, à l'encontre de l'émission thermo-électronique, où chaque électron prélève l'énergie $\Phi_c + 2kT_c$.

Dans un arc à cathode de mercure, la tache cathodique (pour des courants plus forts, les taches cathodiques) se déplace rapide-

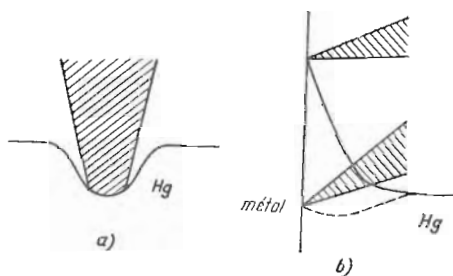


Fig. 133. Forme du ménisque sur la cathode de mercure pour : a) une tache cathodique libre ; b) une tache cathodique ancrée, pour un courant faible et fort (en pointillé).

ment sur la surface de la cathode, en formant un ménisque ayant la forme représentée schématiquement figure 133, a ; la grande mobilité de la tache, dans ces conditions, pourrait s'expliquer par la tendance de la décharge à se fixer à l'extrémité du ménisque, où le

champ électrique est le plus intense. La tache cathodique peut être « ancrée » à l'aide d'une barre métallique introduite dans le mercure et baignée par celui-ci (fig. 133, *b*), la décharge se fixant probablement sur une pointe de la barre, de rayon de courbure assez petit pour entretenir l'émission de champ. Quelquefois, un certain nombre de taches se meuvent rapidement le long de la limite entre le mercure et la barre métallique (couverte d'une couche mince de mercure), de sorte que l'on obtient une ligne cathodique au lieu d'une tache cathodique [382].

Le courant minimal auquel un arc à cathode de mercure s'éteint (à la température ambiante) est d'approximativement 5 A pour une tache libre et de 0,2–0,5 A pour une tache « ancrée ». Cela peut s'expliquer par le fait que l'arc fonctionne beaucoup plus calmement lorsqu'il est ancré et ne projette pas de gouttes qui, tombant sur la tache cathodique, peuvent aisément éteindre la décharge.

Considérons, maintenant, les pertes de chaleur de la région voisine de la tache par conductibilité thermique du matériau dont est confectionnée la cathode. Ainsi, des expériences avec des cathodes de diverses épaisseurs, refroidies à l'eau, montrent que la valeur de la chute cathodique, donc l'énergie dépensée dans l'espace sombre ne dépend pratiquement pas des pertes par conductibilité thermique. Prenons, par exemple, une décharge dans l'azote, cathode de cuivre ($j_c \approx 10^6$ A/cm², $i \approx 10$ A, $T_c \approx 2\,000^\circ\text{K}$). Considérant la tache (de rayon R et température T_c) comme faisant partie d'une demi-sphère de température nulle à l'infini et supposant la conductibilité thermique Λ constante, le flux de chaleur est fourni par $Q = 2\pi R\Lambda T_c$; étant donné que le courant total est $i = \pi R^2 j_c$, la perte (en volts) par conductibilité thermique est

$$\frac{Q}{i} = 2\sqrt{\pi}\Lambda T_c (ij_c)^{-1/2}. \quad (12.14)$$

Ces pertes sont en effet petites, comprises entre 0,1 et 1 V, par rapport à $V_c \approx 10$ V, si $j_c \approx 10^6$ A/cm². Pour des densités de courant plus petites ($j_c \approx 10^3 - 10^4$ A/cm²), obtenues lors de recherches moins récentes, ces pertes seraient de 100 V, c'est-à-dire 10 fois plus grandes que la chute cathodique elle-même!

Enfin, il existe encore une explication de l'émission électronique de la cathode froide. La lueur négative de la tache cathodique peut être considérée comme une région de grande concentration de vapeur et d'atomes excités au voisinage de la cathode. L'épaisseur de l'espace sombre cathodique étant faible, les atomes excités peuvent diffuser assez rapidement vers la cathode où, par désexcitation, ils peuvent provoquer dans certaines conditions une émission électronique intense.

c) *Arc à cathode chauffée de l'extérieur (arc de basse tension).* Dans ce type d'arc, la cathode (construite en W, W et Th, Mo et Th ou activée avec des oxydes) est chauffée à l'aide d'un courant

auxiliaire. Quoique cette décharge ne soit pas auto-entretenu, elle est également dénommée arc, puisque le courant d'émission thermo-électronique a le même ordre de grandeur que le courant de la décharge. Comme, d'habitude, la tension entre les électrodes est plus petite que pour l'arc auto-entretenu, cette décharge à chauffage auxiliaire a reçu encore le nom d'arc de basse tension.

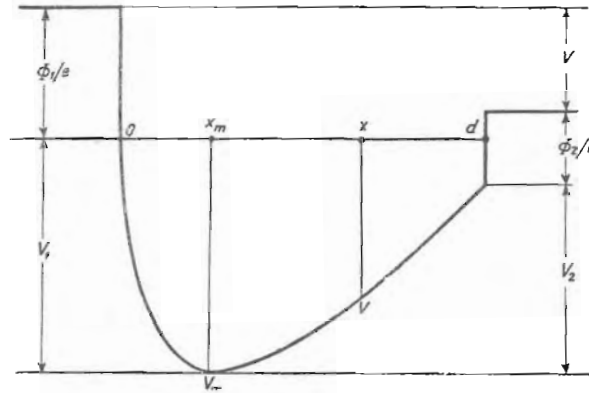


Fig. 134. Distribution du potentiel dans une diode thermo-ionique à vide, à électrodes planes et parallèles.

Avant de passer à l'analyse de ce type de décharge, quelques considérations théoriques concernant l'influence des ions positifs sur la distribution de potentiel devant la thermo-cathode sont nécessaires. Ainsi, contrairement au cas de la diode à vide, où le courant électronique est fortement limité par la charge d'espace, pour l'arc de basse tension, les ions positifs engendrés dans la décharge peuvent annihiler la barrière de potentiel, permettant le passage d'un courant électronique plus grand de quelques ordres de grandeur ; l'expression du courant collecté à l'anode d'une diode le montre. On obtient les expressions

$$j_e = j_s \exp\left(-\frac{eV_m}{kT_c}\right), \quad j_s = AT_c^2 \exp\left(-\frac{\Phi_c}{kT_c}\right) \quad (12.15)$$

où V_m représente la différence entre le potentiel de la surface de la cathode et le minimum de potentiel. La tension totale mesurée entre les deux électrodes est $V = (1/e)(\Phi_1 - \Phi_2) + (V_1 - V_2)$, c'est-à-dire la différence de potentiel de contact plus la différence de potentiel entre les surfaces des électrodes (fig. 134).

Étudions, à l'aide d'un modèle idéal, l'effet d'une distribution uniforme d'ions positifs sur la charge d'espace de la diode et, pour simplifier, supposons $n_p \ll n_e$ et $d \ll l_e$ [383]. Dans ce cas, l'équation de Poisson unidimensionnelle s'écrit

$$\frac{d^2V}{dx^2} = 4\pi \frac{j_e}{v(x)} - 4\pi en_p \quad (e > 0), \quad (12.16)$$

où la vitesse de l'électron v résulte de la loi de conservation de l'énergie

$$\frac{mv^2}{2} - eV = \frac{mv_m^2}{2} - eV_m. \quad (12.17)$$

Dans la dernière relation $\overline{v_m^2} = kT_c/m$ est, en $x = x_m$, là où le potentiel est minimal, la vitesse moyenne des électrons ayant une distribution maxwellienne correspondant à la température de la cathode. Introduisant le potentiel, la distance et la concentration réduite

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{2e}{kT_c} (V - V_m) \geq 0, \\ \xi &= 2^{3/2} \pi^{1/2} \frac{m^{1/4} e^{1/2}}{(kT_c)^{3/4}} j_e^{1/2} (x - x_m), \end{aligned} \quad (12.18)$$

$$\gamma = e \left(\frac{kT_c}{m} \right)^{1/2} \frac{n_p}{j_e} = \frac{\alpha_p}{n_{em}},$$

n_{em} étant la concentration des électrons correspondant au minimum de potentiel, l'équation de Poisson s'écrit sous la forme sans dimensions

$$\frac{d^2\eta}{d\xi^2} = \frac{1}{1 + \eta^{1/2}} - \gamma, \quad (12.19)$$

avec les conditions aux limites $\xi = 0, \eta = 0, d\eta/d\xi = 0$. La solution de cette équation (pour la région du collecteur, $\xi > 0$) est

$$\xi = \frac{1}{\gamma} \left\{ \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\gamma}} \left[\frac{\pi}{2} - \arcsin \left(\frac{1 - \gamma \sqrt{1 + \eta}}{1 - \gamma} \right) \right] - \sqrt{4(\sqrt{1 + \eta} - 1) - 2\gamma\eta} \right\}. \quad (12.20)$$

Elle est représentée graphiquement figure 135. Ainsi, on peut suivre plus directement la neutralisation partielle de la charge d'espace électronique devant une thermo-cathode par des ions positifs. La représentation graphique de la solution (12.20) montre que l'influence des ions positifs sur la distribution de potentiel dans la diode devient importante lorsque

$$n_p \gtrsim 0,1 n_{em} = 0,1 \frac{j_e}{e} \left(\frac{m}{kT_c} \right)^{1/2}. \quad (12.21)$$

Des considérations plus complètes sur ce problème sont entreprises en [384]—[386].

Une autre relation utile pour l'étude de l'arc de basse tension s'obtient en analysant la distribution de potentiel entre une source d'électrons (thermo-cathode) et une source d'ions positifs (le bord cathodique du plasma), placées vis-à-vis, à une distance faible par rapport au libre parcours moyen des électrons et des ions [387].

Dans ces conditions, considérant comme négligeables les vitesses initiales des particules émises, l'équation de Poisson unidimensionnelle revêt la forme

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -4\pi \left(\frac{j_p}{v_p} - \frac{j_e}{v_e} \right); \quad (12.22)$$

utilisant les lois de conservation de l'énergie

$$\frac{1}{2} m_p v_p^2 = e(V_c - V), \quad \frac{1}{2} m_e v_e^2 = eV; \quad (12.23)$$

cette équation a une première intégrale de la forme

$$E^2 = 16\pi \left(\frac{m_e}{2e} \right)^{1/2} V_c^{1/2} j_e \left[\frac{j_p}{j_e} \left(\frac{m_p}{m_e} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{V}{V_c} \right)^{1/2} + \left(\frac{V}{V_c} \right)^{1/2} - 1 \right], \quad (12.24)$$

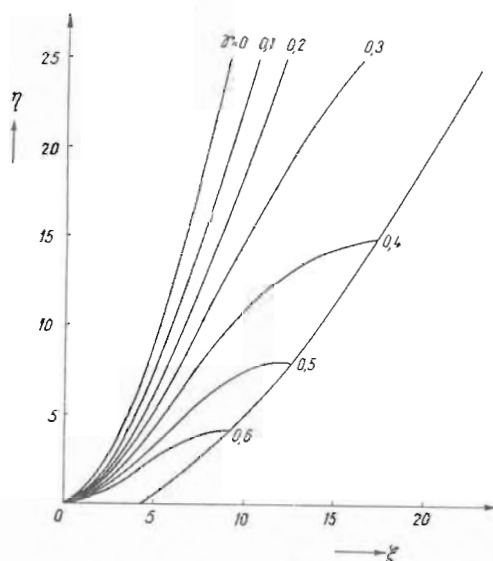


Fig. 135. Solution de l'équation (12.19) pour la neutralisation partielle de la charge d'espace électronique à l'aide d'ions positifs.

où V_c est la différence de potentiel entre le plasma et la cathode ($V = 0$).

Ecrivant l'expression du champ électrique pour la cathode, on obtient la condition

$$\alpha = \frac{j_p}{j_e} \left(\frac{m_p}{m_e} \right)^{1/2} \geq 1. \quad (12.25)$$

Si $\alpha = 1$, $E_c = 0$; cette région de charge d'espace, limitée d'un côté comme de l'autre par des régions où le champ est nul (la cathode et le bord du plasma), a été dénommée couche double de Langmuir. Dans ce cas, le champ est symétrique par rapport au milieu

de cette couche; dans la moitié cathodique on trouve la charge d'espace des électrons, et dans l'autre moitié, la charge spatiale des ions positifs (fig. 136). Lorsque α , en croissant, dépasse la valeur unité, le rôle de la charge d'espace positive devient de plus en plus important, le champ dans la couche comme à la cathode augmente, la couche devenant de plus en plus étroite; par exemple, pour $\alpha = 10$, la distribution du champ est pratiquement déterminée par la charge d'espace positive.

L'étude des décharges dans les gaz à basse pression, à cathode chauffée de l'extérieur, a mis en évidence plusieurs régimes distincts,

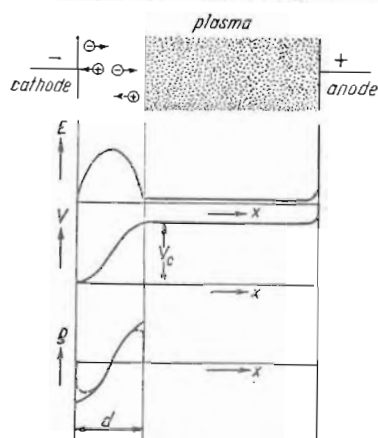


Fig. 136. Formation de la couche double de Langmuir (schématiquement).

caractérisés par divers effets lumineux et par les distributions de potentiel apparaissant le long de la caractéristique tension-courant [317]—[330], [388]—[390]. Nous donnerons tout d'abord un aperçu qualitatif de l'arc de basse tension en vapeur de césium [330], du fait de son importance dans les recherches actuelles concernant les générateurs d'énergie électrique par conversion thermo-ionique.

Pour fixer les idées, considérons une diode thermo-ionique typique, à électrodes planes et parallèles, séparées par une distance de l'ordre d'une fraction de millimètre jusqu'à quelques millimètres. La cathode (émetteur), confectionnée d'un métal réfractaire (W, Mo, Ta), est chauffée indirectement jusqu'à une température de l'ordre de 1 500—2 000°K, et l'anode (collecteur) est maintenue à une température relativement basse, d'environ 600—800°K. La pression de la vapeur de césium, de l'ordre d'une fraction de mmHg jusqu'à quelques mmHg, à la suite de l'adsorption d'une couche d'atomes de césium sur les électrodes, assurera un travail d'extraction des électrons à la cathode plus grand que le travail d'extraction de l'anode « froide ».

Nous considérerons qu'en général le libre parcours moyen des électrons est petit par rapport à la distance entre les électrodes,

conditions pour lesquelles divers régimes de l'arc de basse tension prennent naissance. En particulier, dans la vapeur de césium il existe une assez grande différence de potentiel de contact $\Phi_c - \Phi_a$ ($\approx 0,5$ V), et l'arc de basse tension s'allume facilement pour des tensions anodiques négatives. On donne, figure 137, une caractéristique tension-courant typique; comme on peut le voir sur le graphique, la plus importante partie de la caractéristique se trouve dans la région où la diode thermo-ionique fonctionne comme générateur d'énergie électrique.

L'aspect visuel et la distribution de l'énergie potentielle des électrons sont représentés de manière schématique figure 138. La

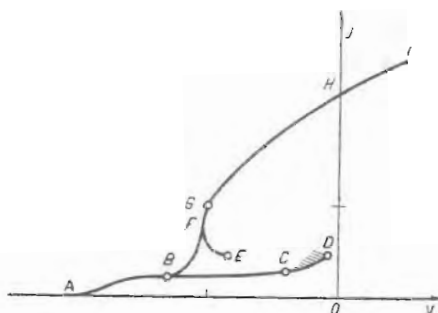


Fig. 137. Caractéristique tension-courant d'une diode thermo-ionique à vapeur de césium (représentation schématique).

décharge thermo-ionique est complètement sombre sur la portion ABC de la caractéristique tension-courant, d'où le nom de régime éteint (*extinguished mode*). Ce régime est caractérisé par le fait que les électrons et les ions sont produits seulement à la surface de l'émetteur, par le processus d'émission thermo-électronique et par le processus d'ionisation superficielle [057], [059]. Le rapport des densités des courants ionique et électronique d'émission à la surface de la cathode est fourni par la relation

$$\frac{j_p}{j_e} = \frac{n_p \bar{v}_p}{n_e \bar{v}_e} = \frac{n_p}{n_e} \left(\frac{T_p m_e}{T_e m_p} \right)^{1/2}. \quad (12.26)$$

Pour obtenir une neutralisation complète de la charge d'espace devant la cathode, il faut que $n_e = n_p$; en supposant que les deux types de particules ont, au moment de l'émission, une température identique à celle de la cathode ($T_e = T_p = T_c$), la condition de neutralisation totale prend la forme

$$\frac{j_p}{j_e} = \left(\frac{m_e}{m_p} \right)^{1/2}, \quad (12.27)$$

où $\alpha = 1$, condition donnée, pour la première fois, par Langmuir.

Nous soulignerons que, cette fois-ci, les deux types de porteurs de charge sont émis par la même surface. Pour la vapeur de césium, cette condition s'écrit $j_p/j_e = 1/492$; suivant la façon dont j_p/j_e approche cette condition de neutralité, par valeurs inférieures ou

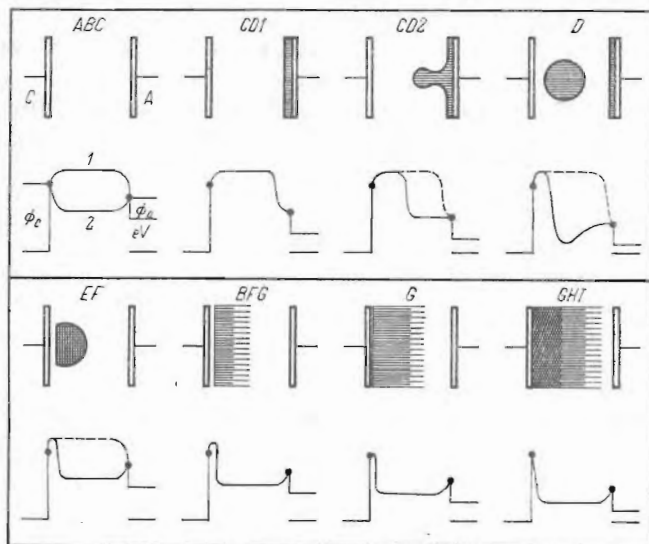


Fig. 138. Identification des différents régimes de fonctionnement d'une diode thermo-ionique à vapeur de césium : *ABC* — régime éteint; charge d'espace négative (1) ou positive (2); *CD1* — lumière anodique; *CD2* — lumière anodique détachée; *D* — sphère de feu (ball-of-fire); *EF* — sphère de feu ancrée; *BFG* — régime d'arc entravé; *G* — régime de transition; *GHI* — régime d'arc de saturation.

supérieures, on obtiendra une distribution de potentiel du 1^{er} type (*electron rich mode*) ou du 2^o type (*ion rich mode*). La hauteur des barrières de potentiel correspondant à ces régions est de l'ordre de quelques kT_e .

Dans les régimes suivants, le processus complexe d'ionisation en volume du gaz devient de plus en plus important. Alors, le point *C* marque la tendance à l'augmentation du courant et l'apparition d'une mince couche brillante jaune sur la surface de l'anode, d'où la dénomination de régime de luminescence anodique (*anode glow mode*). Le reste de l'espace entre les électrodes est occupé par un plasma sombre. Les thermo-électrons émis par la cathode entrent dans ce plasma et rencontrent un potentiel retardateur de quelques fractions de eV; ils se déplacent ensuite, grâce au gradient de concentration et grâce à un faible champ électrique, vers l'extrémité de la couche anodique.

Entrant dans la couche de lueur anodique, les électrons acquièrent une énergie suffisante pour exciter et ioniser les atomes du gaz (voir § 13). Les ions positifs engendrés dans cette couche pénètrent dans le plasma sombre et entretiennent sa concentration, en équilibrant les pertes par diffusion latérale (vers les parois isolantes); les ions positifs, du fait de leur faible énergie, sont retenus entre les barrières de potentiel existant à la cathode et à l'anode.

Mentionnons toutefois que, à cause de la structure en taches de la surface de la cathode (en ce qui concerne le travail d'extraction et la résistance électrique), il peut se produire, à la cathode, d'importantes pertes d'ions positifs. La figure 139 représente d'une manière détaillée la distribution de potentiel à la surface de la cathode, activée avec des oxydes, d'un arc de basse tension fonctionnant dans des gaz rares. Supposons que l'effet moyen des taches ait fixé le plasma à un certain potentiel, positif par rapport à la base métallique de la cathode. Évidemment, les ions positifs ne peuvent arriver aux points de la surface se trouvant environ à plus d'un dixième de volt au-dessus du potentiel du plasma; au contraire, les taches cathodiques qui, à cause du travail d'extraction, de l'émission électro-

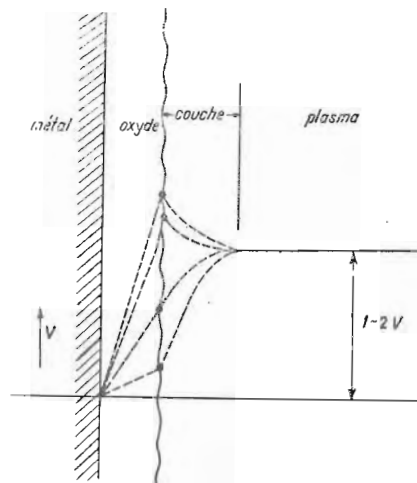


Fig. 139. Présentation détaillée de la distribution de potentiel dans la région de la cathode.

nique et de la résistance électrique de contact avec le métal se trouvent au-dessous du potentiel du plasma, forment des points d'écoulement intense pour les ions positifs du plasma.

D'habitude, dans le régime de la lueur anodique, le courant ionique qui passe de la couche lumineuse dans le plasma sombre est

très petit par rapport au courant électronique qui entretient l'ionisation dans cette couche, leur rapport conduisant à une valeur du paramètre $\alpha \ll 1$. Le courant de décharge augmentant, le maintien du plasma nécessite un courant ionique de plus en plus grand pour compenser l'accroissement des pertes d'ions par diffusion latérale et par le mécanisme des taches, mécanisme décrit ci-dessus. Tous ces facteurs contribuent à faire tendre α vers 1, les propriétés de la zone de lumière anodique tendant vers les propriétés d'un plasma lumineux; en même temps, la couche séparant la lumière anodique du plasma sombre tend vers une couche double de Langmuir ($\alpha = 1$). Le courant augmentant, l'excitation et l'ionisation du gaz dans la lueur anodique s'intensifient, conduisant au détachement abrupt d'une lueur anodique sphérique, localisée à quelques libres parcours électroniques moyens de l'anode. Pour des courants encore plus forts, cette sphère anodique commence à osciller entre plusieurs positions stables, une relation complexe existant entre la production des ions, l'écoulement des électrons et des ions et la distribution de potentiel dans la couche.

Au point *D* prend naissance une faible luminescence sphérique, de couleur rose-violet, qui a également un comportement oscillant. La tension correspondant à ce point est dénommée quelquefois tension d'amorçage de l'arc de basse tension, parce que le régime suivant (*E*) est caractérisé par une baisse abrupte du potentiel de l'anode. Au point *E* la lumière anodique disparaît, et la sphère rose-violette augmente de volume et s'ancre à la cathode, dont elle est séparée par une étroite couche sombre. Cette forme de plasma est dénommée d'habitude globe de feu (*ball-of-fire*). La couche sombre adjacente à la cathode jouit des propriétés d'une couche double de Langmuir. Les électrons émis par la cathode, et qui ont une énergie thermique suffisante pour dépasser la barrière produite par la charge d'espace négative, sont ensuite fortement accélérés vers la région de charge d'espace positive de la couche double. L'énergie acquise par les électrons dans cette chute cathodique est suffisante pour le maintien d'une excitation et d'une ionisation intense du gaz dans le globe de feu. Le mécanisme de production des ions et les propriétés du plasma de l'arc de basse tension dans les gaz rares et la vapeur de césium seront analysés au § 15.

Si le courant de décharge augmente, le globe de feu s'étend transversalement jusqu'à recouvrir toute la surface de la cathode (*F*). Dans cette région, l'épaisseur de l'espace sombre cathodique diminue jusqu'à environ un libre parcours moyen. La luminescence du plasma baisse graduellement vers l'anode avec la température des électrons du plasma. En général, la région *EF* est caractérisée par une résistance dynamique négative.

Si l'on continue d'augmenter le courant de la décharge, la résistance dynamique devient positive et l'espace sombre devant la cathode devient de plus en plus étroit, disparaissant (visuellement) autour du point *G*. En réalité, l'espace de charge d'espace de la chute

cathodique continue d'exister, mais il est envahi par les atomes excités diffusant à partir du bord cathodique du plasma. Dans la région FG , une barrière de charge d'espace négative continue d'exister au voisinage immédiat de la surface de la cathode, qui limite fortement encore le courant de décharge au-dessous de la capacité d'émission de celle-ci ; d'où le nom de ce régime, de décharge entravée (*obstructed mode*).

Au-delà du point G , l'intensité du rayonnement émis augmente considérablement, la couleur violette dominant la couleur rose. Au-delà du point H , la décharge devient intensément blanc-bleu et s'étend progressivement jusqu'au recouvrement uniforme de tout l'espace se trouvant entre les électrodes. Dans la région GHI la barrière de charge d'espace électronique disparaît complètement devant la cathode, le courant électronique de saturation émis par celle-ci entrant intégralement dans le plasma, d'où le nom de régime de saturation (*saturation mode*) ou de régime contrôlé par la température de la cathode (*temperature limited mode*). L'épaisseur de la couche cathodique de charge d'espace positive est, dans ce cas, de l'ordre de la distance de Debye [1]

$$l_D = 6,9 (T_e/n)^{1/2}, \text{ cm}, \quad (12.28)$$

où n est la concentration du plasma (cm^{-3}) et T_e la température des électrons ($^{\circ}\text{K}$) au rebord cathodique de celui-ci. Pour une diode thermo-ionique typique à vapeur de césium, $n \approx 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $T_e \approx 2 \cdot 10^3 \text{ }^{\circ}\text{K}$, de sorte que $l_D \approx 0,3 \mu$, ce qui représente une distance beaucoup plus petite que tout intervalle pratique entre les électrodes.

En général, le point de transition G correspond au régime de puissance débitée maximale pour des convertisseurs thermo-ioniques. Mentionnons que pour des valeurs réduites de la pression du gaz et de la distance entre les électrodes, la région DE , correspondant à un amorçage discontinu de l'arc, se transforme en un régime continu. De même, pour une émission ionique intense de la surface de la cathode (température élevée de celle-ci), les points B et G coïncident ; il se produit une transition directe du régime éteint au régime de saturation. Si la température de la cathode n'est pas assez élevée, toute la caractéristique tension-courant se déplace vers la droite, l'application d'une tension positive à l'anode de la décharge étant alors souvent nécessaire. Un comportement similaire à ce dernier se rencontre pour l'arc de basse tension dans des gaz à potentiels d'excitation et d'ionisation élevés, tels que les gaz rares (mais dans ce cas, contrairement à la vapeur des métaux alcalins, le processus d'ionisation superficielle ne peut pas se produire). On peut trouver de nombreux détails concernant les décharges à cathode incandescente surtout dans les travaux effectués au sujet de la conversion thermo-ionique de l'énergie thermique en énergie électrique.

§ 13. PHÉNOMÈNES ANODIQUES

Au paragraphe précédent, nous avons vu que la cathode joue un rôle essentiel dans l'amorçage et le maintien de la décharge; elle collecte les ions et émet des électrons.

Contrairement à la cathode, l'anode ne joue qu'un rôle passif, se limitant à la collecte des électrons; les phénomènes se produisant à sa surface sont peu importants pour le mécanisme de la décharge. Dans ce qui suit nous ne nous occuperons que des phénomènes anodiques se produisant lors des décharges de basse pression.

Considérons d'abord le cas de la décharge luminescente où l'anode se trouve dans l'espace de Faraday, c'est-à-dire à une distance assez petite de la cathode pour qu'il ne se forme pas de colonne positive et assez grande pour que la décharge soit possible (voir § 9). En supposant que les pertes par diffusion latérale vers les parois sont négligeables, et en partant des équations du flux des porteurs de charge et de la condition de neutralité du plasma

$$\begin{aligned} j_e &= -eD_e \frac{dn_e}{dx} - en_e \mu_e E, \\ j_p &= en_p \mu_p E, \\ n_e &= n_p \end{aligned} \quad (13.1)$$

on obtient l'équation

$$\frac{dn_e}{dx} = -\frac{j_e + (\mu_e/\mu_p)j_p}{eD_e}, \quad (13.2)$$

dont la solution conduit à une baisse linéaire de la concentration d'électrons avec la distance x à la cathode (supposée beaucoup plus grande que l'épaisseur de l'espace sombre), soit

$$n_e = n_0 - \frac{j_e + (\mu_e/\mu_p)j_p}{eD_e} x. \quad (13.3)$$

A une certaine distance critique fournie par

$$pd_{cr} \approx \frac{en_0 D_e p}{2j_e} = \frac{en_0 \bar{v}_e l_e p}{6j_e} \quad (13.4)$$

($j_e \mu_p = j_p \mu_e$, $D_e = l_e \bar{v}_e/3$) la concentration d'électrons et d'ions s'annule pratiquement. C'est pourquoi, pour une distance entre électrodes $d \gtrsim d_{cr}$, une chute anodique positive, de l'ordre de l'énergie d'ionisation, se développe rapidement, accélérant les électrons jusqu'à des énergies suffisantes pour ioniser le gaz. Etant donné que $V_i > V_{ex}$, la couche de la lueur anodique se forme simultanément. Si la distance entre les électrodes dépasse d_{cr} , il apparaît une brusque augmentation du potentiel de l'anode, de l'ordre de l'énergie d'ionisation, variation qui représente une valeur correcte de la chute anodique (fig. 140).

Des mesures de la chute anodique V_a dans la décharge lumineuse ont été effectuées en déterminant la chaleur Q , cédée à l'anode par les électrons collectés [010]

$$Q = eV_a + \Phi_a + 2kTe. \quad (13.5)$$

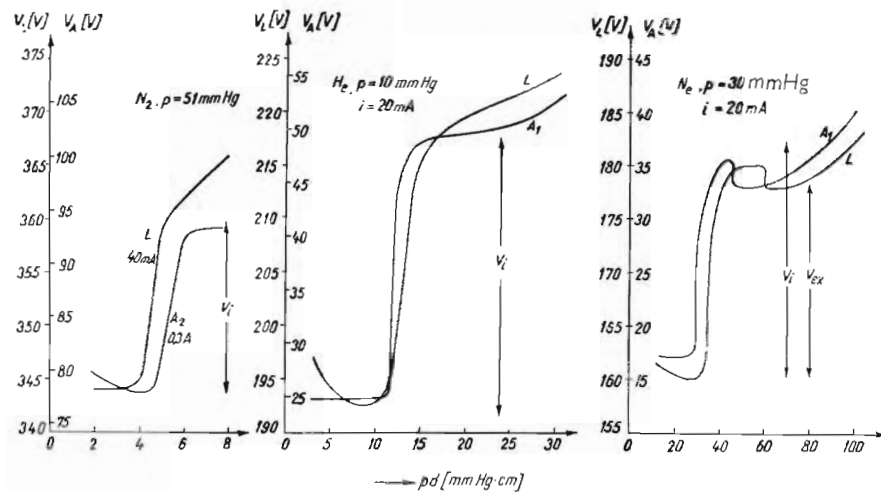


Fig. 140. Différence de potentiel entre les électrodes en fonction de pd à courant constant : L — décharge lumineuse ; A — décharge en arc ; I — cathode chauffée de l'extérieur ; 2 — décharge auto-entretenu.

Dans la dernière équation, $2kT_e$ représente l'énergie cinétique apportée à l'anode par les électrons du plasma. Comme on le voit sur la figure 141, sans la chute anodique, $Q \approx \Phi_a$, et en même temps qu'apparaît la lueur anodique, Q augmente d'une quantité de l'ordre de eV_i , ce qui signifie que $V_a \approx V_i$. A des pressions plus grandes, dans le néon, il peut se former deux sortes de lueur anodique : une couche mince jaune ou une sphère rouge ; à cette dernière il correspond une chute anodique plus petite, due probablement à l'ionisation cumulative. Il est à mentionner que dans les gaz électronégatifs, la chute anodique peut être beaucoup plus grande que l'énergie d'ionisation, du fait de la capture des électrons et de la baisse d'efficacité de l'ionisation.

En général, pour des valeurs assez grandes de la distance entre électrodes, la colonne positive prend naissance souvent brusquement ; en augmentant encore d , la tête de la colonne positive reste à la même distance de la cathode. Dans ces conditions, l'anode est similaire à une sonde collectant passivement les électrons du plasma [391], [392]. Ainsi, dans la colonne positive la densité de courant

due au mouvement thermique des électrons

$$j_t = \frac{1}{4} en_e \bar{v}_e = \frac{1}{4} en_e \left(\frac{8kT_e}{\pi m} \right)^{1/2} \quad (13.6)$$

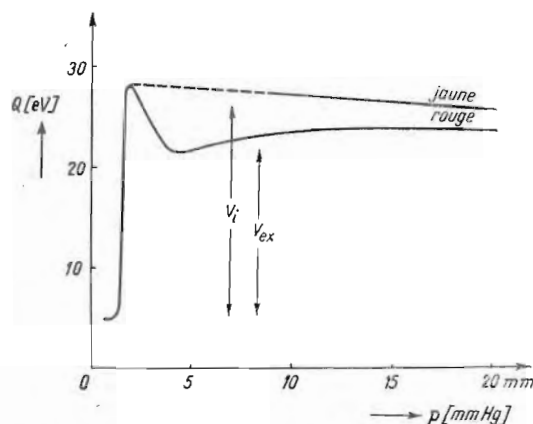


Fig. 141. Chauffage de l'anode en fonction de la pression (néon, $i = 5$ mA).

peut être inférieure ou supérieure à la densité du courant électronique orienté qui doit passer par l'anode, $j = i/S$ ($S =$ surface de

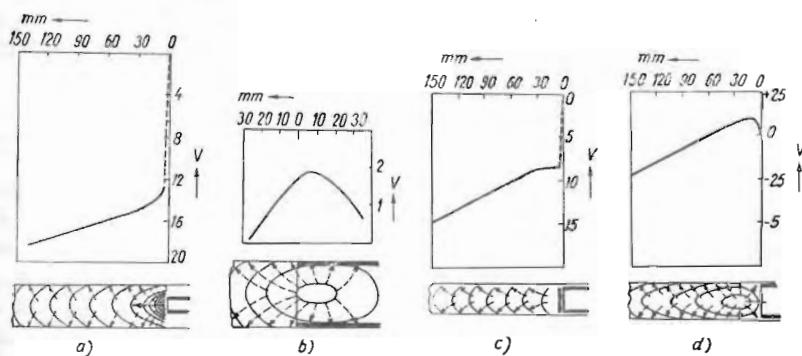


Fig. 142. Distribution de potentiel et structure du champ dans les régions voisines de l'anode de la décharge, dans la vapeur de mercure : a) anode à surface réduite, $p = 3 \cdot 10^{-3}$ mmHg, $i = 1$ A ; b) anode à grande surface, $p = 10^{-2}$ mmHg, $i = 1$ A ; c) anode plane, $p = 3 \cdot 10^{-2}$ mmHg, $i = 0,3$ A ; d) anode plane, $p = 2 \cdot 10^{-3}$ mmHg, $i = 1$ A.

l'anode). Si $j_t < j$, alors une ionisation supplémentaire est nécessaire, entraînant la formation d'une chute anodique qui accélère les électrons. Si, par contre, $j_t > j$, il se forme alors à la surface de l'anode un champ électrique retardateur, qui laisse arriver à l'anode

les électrons suffisamment rapides. Dans le premier cas, le potentiel du plasma au bord de la couche de la chute anodique est plus petit que le potentiel de l'anode, et, dans le second cas, plus grand.

Cette explication rend bien compte des données expérimentales. Ainsi, des mesures de potentiel à l'aide de sondes montrent la manière dont est modifiée l'homogénéité de la colonne positive au voisinage de l'anode [393]. Sur la figure 142, *a*, est représentée la distribution de potentiel dans une décharge dont la surface de l'anode est plus faible que la section du tube ($j < j_i^-$); alors il se forme une chute anodique positive de l'ordre du potentiel d'ionisation (dans la partie inférieure de la figure, tout comme dans les figures suivantes, les surfaces équipotentielles et les lignes de champ sont mises en évidence). Par contre, dans le cas d'une anode de surface plus grande ($j < j_i^-$), il se forme une chute anodique négative de l'ordre de quelques volts (fig. 142, *b*). Pour ces raisons, sur une même anode peuvent coexister une chute anodique positive (pressions élevées, courants anodiques faibles) ou négative (pressions réduites, courants anodiques forts) (fig. 142, *c* et *d*). On a constaté, en outre, que le refroidissement de l'anode transforme la chute anodique positive en chute négative. En général, le champ de la chute anodique positive peut être diminué; de même, le signe de la chute anodique peut être changé par l'introduction d'ions positifs produits par une source artificielle (un arc auxiliaire) placée au voisinage de l'anode.

Une théorie quantitative de la chute anodique positive doit tenir compte de l'ionisation du gaz dans la couche de charge d'espace [394]. Pour le calcul de cette ionisation il est nécessaire de postuler une distribution de potentiel dans la couche anodique; à cette fin, considérons un champ électrique parabolique, dérivant d'une distribution de potentiel dans la couche de la forme

$$V = 3V_a \left(\frac{x}{d}\right)^2 \left(1 - \frac{2x}{3d}\right), \quad (13.7)$$

qui concorde bien avec les données expérimentales [395]. Les électrons quittent le plasma avec une énergie cinétique initiale $2kT_e = e\bar{V}$ et commencent à ioniser le gaz après le point x_i , où ils ont acquis une énergie eV_i (fig. 143). En partant de la loi d'ionisation sous forme différentielle, on obtient le courant ionique dj_p engendré par un courant électronique j_e sur la distance dx , soit

$$dj_p = j_e ap (\bar{V} + V - V_i) dx. \quad (13.8)$$

En éliminant $V(x_i)$ de $V(x)$ fourni par (13.7) et $V(x_i) = V_i = \frac{1}{3}\bar{V}$, on obtient pour la coordonnée x_i , marquant le début de l'ionisation (et approximativement l'excitation) du gaz, l'expression

$$x_i = d \left[1 - \left(\frac{V_a + \bar{V} - V_i}{3V_a} \right)^{1/2} \right]. \quad (13.9)$$

Intégrant l'équation (13.8) de $x = x_i$ à $x = d$, on obtient

$$\frac{j_p}{j_e} = apd \frac{(V_a + \bar{V} - V_i)^{3/2}}{(3V_a)^{1/2}}. \quad (13.10)$$

Etant donné que, en général, la couche où se produisent les ionisations est beaucoup plus petite que l'épaisseur de la chute anodique

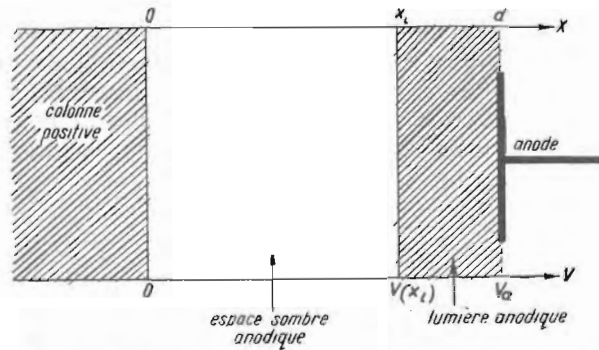


Fig. 143. Concernant la théorie de la chute anodique.

$(d - x_i) \ll d$, la figure 143 peut être schématisée par deux sources planes et parallèles d'ions et électrons, de sorte que l'on obtiendra avec une bonne approximation [387]

$$\frac{j_p}{j_e} = \left(\frac{m_e}{m_p}\right)^{1/2}, \quad j \approx j_e = \frac{3,5}{16\pi} \left(\frac{2e}{m_e}\right)^{1/2} \frac{V_a^{3/2}}{d^2}. \quad (13.11)$$

En employant les équations (13.10) et (13.11) et en tenant compte d'une chute anodique positive $V_a \approx V_i$, la densité réduite du courant est donnée par l'expression

$$\frac{j}{p^2} \approx \frac{1,17}{16\pi} \frac{m_p}{m_e} \left(\frac{2e}{m_e}\right)^{1/2} a^2 V_i^{3/4} (V_a + \bar{V} - V_i)^3, \quad (13.12)$$

et l'épaisseur réduite de la chute anodique par

$$pd = \left(\frac{3,5}{16\pi}\right)^{1/2} \left(\frac{2e}{m_e}\right)^{1/4} V_i^{3/4} \left(\frac{j}{p^2}\right)^{-1/2}. \quad (13.13)$$

Les données expérimentales concernant la chute anodique de la décharge lumineuse [396] sont en bon accord avec les résultats de la théorie ci-dessus.

Une théorie similaire a été élaborée également pour le régime de la lueur anodique de la décharge à cathode chauffée de l'extérieur [318], [319]. Tout comme dans le cas de la couche anodique de la décharge luminescente analysé ci-dessus, dans le régime de la lueur anodique toutes les ionisations et les excitations se produisent dans une couche mince à la surface de l'anode. Dans ce qui suit, nous allons calculer aussi bien la production des ions dans la couche par collisions électroniques, que les pertes par diffusion aux parois ou aux électrodes ; en partant de leur égalité, on obtiendra la caractéristique tension-courant de la décharge.

Considérons alors la figure 144 sur laquelle est aussi représenté de manière schématique le dispositif expérimental. Mesurant le courant électronique à l'anode et le courant ionique (qui ne peut s'écouler qu'à travers les extrémités du cylindre, tandis qu'aux électrodes les ions positifs sont, en général, repoussés dans le plasma), on obtient pour α

$$\alpha = \frac{j_p}{j_e} \left(\frac{m_p}{m_e} \right)^{1/2}, \quad (13.14)$$

une valeur beaucoup plus petite que l'unité. C'est pourquoi, considérant approximativement $\alpha = 0$, nous supposons que l'ionisa-

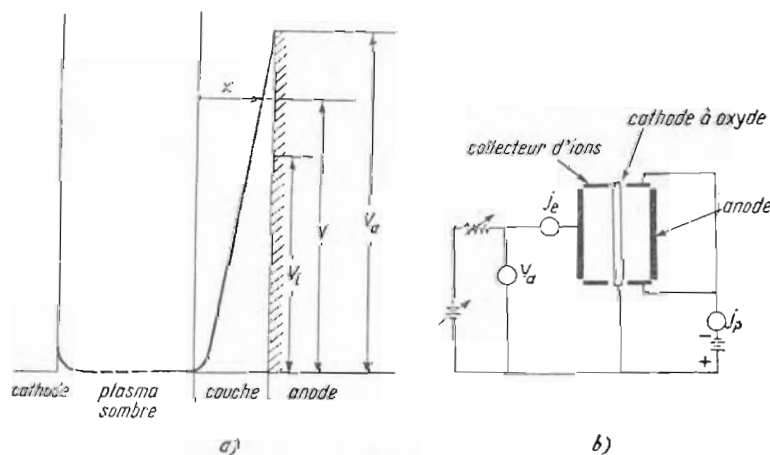


Fig. 144. a) Graphique concernant la théorie du régime de la lueur anodique ;
b) Schéma du dispositif expérimental.

tion est si faible que l'on pourra utiliser la loi en $V^{3/2}$ pour le courant électronique, soit

$$j_e = k \frac{V^{3/2}}{x^2} \text{ A/cm}^2 \quad (k = 2,33 \cdot 10^{-6}). \quad (13.15)$$

A partir de cette relation, on obtient par différentiation

$$dx = \frac{3}{4} \left(\frac{k}{j_e} \right)^{1/2} V^{-1/4} dV. \quad (13.16)$$

Remplaçant (13.16) dans (13.8) et intégrant sur toute la région où l'ionisation se produit, on obtient

$$j_p = \frac{3}{4} ap \sqrt{kj_e} \int_{V_i}^{V_a} \frac{(V - V_i) dV}{V^{1/4}} = \frac{3}{8} ap \sqrt{kj_e} \frac{(V_a - V_i)^2}{V_i^{1/4}}. \quad (13.17)$$

Pour comparer, nous donnerons aussi le résultat pour $\alpha = 1$, lorsque la charge d'espace positive dans la couche n'est plus négligeable; considérant $(V_a - V_i) \ll V_i$, on obtient

$$j_p = ap \sqrt{kj_e} \left[\frac{4}{7} (V_a - V_i)^{7/4} + \frac{1}{15} \frac{(V_a - V_i)^{9/4}}{V_a^{1/2}} \right]. \quad (13.18)$$

Le rapport $j_p(\alpha = 1)/j_p(\alpha = 0)$ pour l'hélium et l'argon est de l'ordre de 2 à 3 unités, pour $V_a - V_i$ compris approximativement entre 5 V et 1 V.

Si la décharge est interrompue, la concentration du plasma restant baisse avec le temps suivant la loi exponentielle $N = N_0 \exp(-t/\tau)$, où N est le nombre total d'électrons ou d'ions du plasma [397]; ainsi, le courant ionique quittant le plasma est fourni par

$$i_p = -e \frac{dN}{dt} = \frac{Ne}{\tau} = \frac{\Psi \bar{n} v_e}{\tau}, \quad (13.19)$$

où \bar{n} est la densité moyenne du plasma à la limite couche-plasma, v -- le volume total du plasma, et Ψ -- un facteur dépendant du gaz, de la pression et de la géométrie, et qui relie la densité moyenne du plasma à sa densité moyenne près de la surface de l'anode. D'un autre côté, désignant par S la surface effective de l'anode, le courant électronique est $i_e \approx (1/4) e \bar{n} v_e S$, de sorte que

$$\frac{j_e}{j_p} = \frac{S \bar{v}_e \tau}{4v\Psi}. \quad (13.20)$$

A l'équilibre, la production d'ions est égale aux pertes d'ions, de sorte qu'en employant (13.17) et (13.20) on obtient

$$j_e^{1/4} = \left(\frac{3}{32} \frac{ap \bar{v}_e k^{1/2} \tau S}{\Psi v V_i^{1/4}} \right)^{1/2} (V_a - V_i) \equiv \gamma (V_a - V_i). \quad (13.21)$$

La figure 145 montre que cette relation est en bon accord avec les déterminations expérimentales; en partant de la pente de la droite $(j_e^{1/4}, V_a - V_i)$ on détermine γ , donc la constante de vie du plasma τ . Etant donné que la recombinaison en volume est négligeable dans les expériences que nous discutons (He, $p = 1$ mmHg), les pertes se

produisent seulement par diffusion aux parois, de sorte que τ peut être calculé, d'un autre côté, à partir de l'expression

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\pi^2}{h^2} D_a, \quad (13.22)$$

où h est la distance entre les plaques collectrices d'ions placées aux extrémités de l'anode cylindrique, et D_a — le coefficient de diffusion

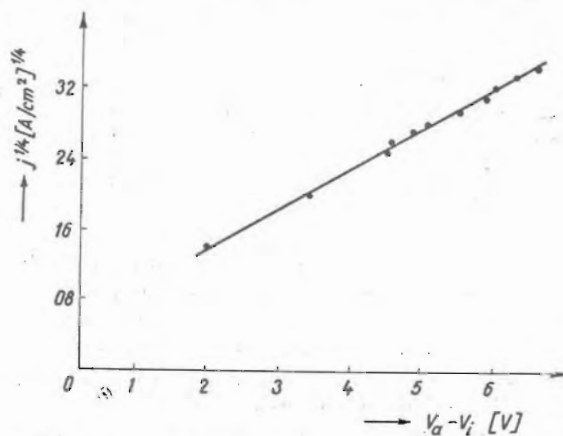


Fig. 145. Caractéristique tension-courant du régime de la lueur anodique.

ambipolaire. Si l'on tient compte de ce que les ions positifs sont collectés non seulement par les plaques mentionnées (qui ont été rendues faiblement négatives par rapport au plasma pour repousser les électrons), mais aussi par certains points de la surface de la cathode à oxyde, laquelle, ainsi que nous l'avons vu lors de la discussion de la figure 139, est loin d'être équipotentielle, on obtient alors un bon accord entre la constante de temps déterminée à partir de la figure 145 et celle tirée de l'équation (13.22).

Chapitre III

LE PLASMA DES DÉCHARGES ÉLECTRIQUES DANS LES GAZ ET SES APPLICATIONS

§14. LA COLONNE POSITIVE À BASSE PRESSION

La colonne positive, composée de gaz ionisé, fait la liaison entre les régions cathodiques et anodiques de la décharge luminescente ou de la décharge en arc et s'étend de l'espace de Faraday jusqu'à la chute anodique. La colonne positive est d'habitude étudiée dans des tubes longs, cylindriques. Exception faite des tubes trop courts, les propriétés de la colonne positive ne dépendent pas de sa longueur. Il existe deux types de colonne positive à basse pression : la colonne positive homogène et la colonne positive stratifiée.

La colonne positive homogène présente, outre la symétrie radiale autour de l'axe du tube, une homogénéité complète sur toute sa longueur. Elle s'observe dans tous les gaz à des pressions très basses, et dans certains gaz, dans la vapeur de mercure par exemple, elle reste homogène jusqu'à des pressions de quelques milliers de mmHg.

La colonne positive stratifiée a des propriétés électriques et lumineuses qui varient périodiquement le long de l'axe du tube, de sorte qu'elle se présente sous forme de couches, qui peuvent être fixes ou mobiles. Bien que ce type de colonne soit le plus souvent observé, existant pour un domaine important de courant et de pression, son mécanisme, beaucoup plus compliqué que celui de la colonne homogène, n'est pas encore complètement éclairci.

a) *La colonne positive homogène.* La colonne positive homogène est formée par un plasma non isotherme, c'est-à-dire un gaz ionisé où $n_e \approx n_p$, $T_e \gg T_p$. La distribution des électrons est d'habitude maxwellienne, comme les mesures de sonde le montrent. L'ionisation du gaz est entretenue par les collisions ionisantes des électrons avec les atomes du gaz. Le champ électrique, généralement petit, a une composante axiale E_z (le gradient de la colonne positive) et une composante radiale E_r , qui est nulle sur l'axe et augmente jusqu'à la paroi du tube de décharge. Près de la paroi (isolante) il se forme une couche de charge d'espace négative qui assure l'égalité des courants électronique et ionique à la paroi.

La plupart des données expérimentales concernant la colonne positive ont été obtenues à l'aide de sondes (voir § 10). Sur la figure 146, *a, b*, sont représentés des résultats de mesures effectuées par cette

méthode : température T_e , concentration n_e des électrons, densité du courant ionique à la paroi j_p , gradient de la colonne positive E_z

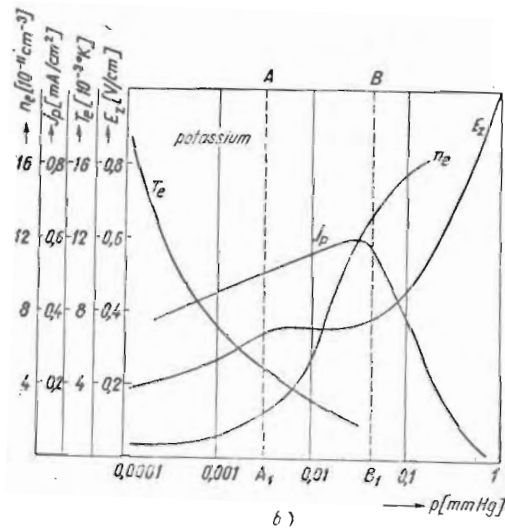
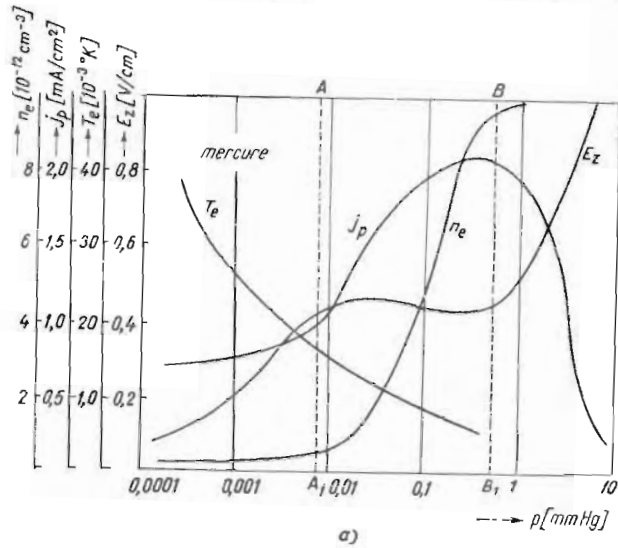


Fig. 146. — Relation entre la pression et les grandeurs n_e , j_p , T_e et E_z pour la décharge dans la vapeur de mercure (a) et de potassium (b).

E_z , obtenus dans la vapeur de mercure et de potassium. Sur cette figure, la limite AA_1 sépare le domaine des pressions très basses ($l_p > R$) du domaine des pressions moyennes et fortes ($l_p < R$),

l_p étant le libre parcours moyen des ions positifs et R le rayon du tube. Un nouveau changement qualitatif est souligné par la ligne BB_1 ; pour des pressions supérieures à cette limite, la recombinaison en volume des électrons et des ions devient importante. Dans ce qui

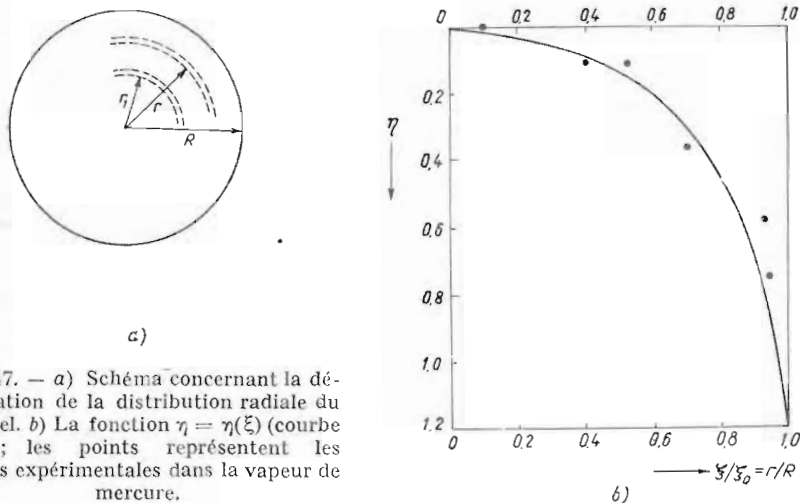


Fig. 147. — a) Schéma concernant la détermination de la distribution radiale du potentiel. b) La fonction $\eta = \eta(\xi)$ (courbe pleine); les points représentent les données expérimentales dans la vapeur de mercure.

suit, nous déduisons une série d'équations fondamentales pour la colonne positive.

Distribution radiale du potentiel à très basses pressions ($l_p > R$) [398]—[405]. Pour trouver la distribution du potentiel, il est nécessaire de résoudre l'équation de Poisson

$$\Delta V = - 4\pi e(n_p - n_e). \tag{14.1}$$

En général, les électrons ont dans le plasma une distribution maxwellienne, et leur concentration diminuera depuis l'axe Oz ($r = 0, V = 0, n = n_0$) jusqu'aux parois, conformément à la loi de Boltzmann

$$n_e(r) = n_0 \exp\left(\frac{eV}{kT_e}\right). \tag{14.2}$$

Les ions positifs, pour les faibles pressions envisagées, tombent librement dans le champ radial; ainsi, en négligeant la vitesse thermique initiale, un ion positif créé à la distance r_1 aura, à la distance r , la vitesse $v_p(r_1, r)$ donnée par

$$\frac{1}{2} m_p v_p^2(r_1, r) = e[V(r_1) - V(r)]. \tag{14.3}$$

En notant par $N(r)$ le nombre d'ionisations par seconde et par unité de volume et en tenant compte de la symétrie cylindrique du problème (fig. 147 a), les ions engendrés à la distance r_1 dans le volume

élémentaire $dS_1 dr_1$ pendant un intervalle dt dans leur mouvement vers les parois, contribuent à la concentration des ions au point r :

$$dn_p = \frac{N(r_1) dS_1 dr_1 dt}{dS dr} = N(r_1) \frac{r_1}{r} \frac{dr_1}{v_p(r_1, r)}, \quad (14.4)$$

puisque $dS_1/dS = r_1/r$ et $dr = v_p(r_1, r)dt$. La concentration totale des ions positifs est donc

$$n_p(r) = \frac{1}{r} \int_0^r \frac{r_1 N(r_1)}{v_p(r_1, r)} dr_1. \quad (14.5)$$

En supposant une ionisation directe du gaz et en désignant par ν_i le nombre d'ions produits en une seconde par un électron dans le plasma, nous avons

$$N(r_1) = \nu_i n_e(r_1). \quad (14.6)$$

En introduisant la coordonnée réduite et le potentiel réduit

$$\xi = \nu_i \left(\frac{m_p}{2kT_e} \right)^{1/2} r, \quad \eta = -\frac{eV}{kT_e}, \quad (14.7)$$

l'équation de Poisson s'écrit sous la forme sans dimensions

$$\frac{m_p \nu_i^2}{8\pi e^2 n_0} \Delta \eta + \exp(-\eta) - \frac{1}{\xi} \int_0^\xi \frac{\xi_1 \exp[-\eta(\xi_1)] d\xi_1}{\sqrt{\eta(\xi) - \eta(\xi_1)}} = 0. \quad (14.8)$$

En tenant compte de la quasi-neutralité du plasma $n_e \approx n_p$, $\Delta V \sim \sim \Delta \eta \approx 0$, de sorte que, en négligeant le premier terme, la solution de l'équation (14.8) peut s'obtenir sous la forme

$$\xi = \nu_i^{1/2} (1 - 0,2\eta - 0,026061 \eta^2 - 0,0064894 \eta^3 - \dots). \quad (14.9)$$

Cette solution est valable jusqu'aux valeurs limites

$$\xi_0 = 0,7722, \quad \eta_0 = 1,155, \quad (14.10)$$

lorsque $\Delta \eta$ croît rapidement, tendant vers l'infini; ceci signifie que pour ces valeurs les propriétés de plasma cessent et que la couche de charge d'espace est créée. Cette couche étant en général mince, nous avons

$$\frac{\xi}{r} = \frac{\xi_0}{r_0} \approx \frac{\xi_0}{R}, \quad (14.11)$$

et en utilisant (14.7) on obtient une relation fondamentale pour le plasma de la colonne positive, et notamment

$$\nu_i R = \xi_0 \left(\frac{2kT_e}{m_p} \right)^{1/2}, \quad (14.12)$$

équation traduisant la condition d'équilibre entre la génération des ions en volume et leur recombinaison à la paroi ; pour le mercure, cette équation s'écrit $v_i R = 703 \sqrt{T_e}$. Sur la figure 147 b est donnée la représentation graphique de la distribution de potentiel, tirée de l'expression (14.9) ; comme on le voit, les données expérimentales pour la vapeur de mercure ($R = 3,1$ cm, $p = 2 \cdot 10^{-4}$ mmHg, $l_p = 31$ cm, $T = 38\,800^\circ\text{K}$, la température de la paroi $1,4^\circ\text{C}$) sont en accord avec la théorie exposée. Une analyse détaillée du mouvement des ions positifs dans la colonne positive de basse pression est entreprise en [406]—[409].

Equation rendant compte de la formation des ions positifs. Le nombre d'ionisations effectuées par un électron en une seconde est en général fourni par

$$v_i = N \overline{Q_i v_e} = N \int_{(2eV_i/m_e)^{1/2}}^{\infty} v_e Q_i(v_e) f(v_e) dv_e, \quad (14.13)$$

où N est la concentration d'atomes neutres, Q_i la section efficace d'ionisation, et $f(v_e)$ la fonction de distribution des électrons. En considérant une distribution maxwellienne des électrons dans le plasma et en utilisant l'approximation linéaire pour Q_i

$$NQ_i = ap(V - V_i) \quad (14.14)$$

(d'habitude valable dans l'intervalle $V_i < V < 3 V_i$) on obtient

$$\begin{aligned} v_i &= ap \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \left(V_i + \frac{2kT_e}{e} \right) \exp \left(- \frac{eV_i}{kT_e} \right) \approx \\ &\approx ap \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} 2V_i \exp \left(- \frac{eV_i}{kT_e} \right). \end{aligned} \quad (14.15)$$

L'approximation faite est justifiée par les résultats obtenus à l'aide de sondes ; ainsi, pour la vapeur de mercure, à $p = 2 \cdot 10^{-4}$ mmHg, $T_e \approx 40\,000^\circ\text{K}$, $2kT_e \approx 7$ eV et $V_i = 10,4$ V.

En utilisant une meilleure approximation pour la branche ascendante de la section efficace

$$NQ_i = Ap \{1 - \exp[-B(V - V_i)]\} \quad (14.16)$$

(pour la vapeur de mercure $A = 20$, $B = 0,15$), on obtient

$$v_i = ABp \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \left[\frac{kT_e/e}{(1 + BkT_e/e)^2} + \frac{V_i + kT_e/e}{1 + BkT_e/e} \right] \exp \left(- \frac{eV_i}{kT_e} \right). \quad (14.17)$$

Courant ionique à la paroi du tube. Le courant ionique à la paroi du tube est d'habitude mesuré à l'aide d'une sonde plane négative, dont la surface est suffisamment petite pour ne pas perturber le plasma au voisinage de la paroi ; on peut de même pratiquer un petit orifice dans la paroi du tube derrière lequel on dispose un analyseur à champ électrique retardateur ou à champ magnétique,

etc. En négligeant, aux basses pressions considérées, la recombinaison en volume, le nombre d'ions engendrés par seconde, par unité de longueur de colonne positive, est égal à celui qui arrive pendant le même temps et sur la même longueur aux parois, c'est-à-dire

$$i_p = 2\pi R j_p = e v_i N_e, \quad (14.18)$$

où i_p est le courant ionique à la paroi par unité de longueur de la colonne, j_p la densité du courant ionique à la paroi, et

$$N_e = 2\pi \int_0^R r n_e(r) dr \approx 2,2 n_0 R^2 \quad (14.19)$$

le nombre d'électrons par unité de longueur de colonne. En utilisant l'expression de $n_e(V)$ donnée par la loi de Boltzmann (14.2) et par la distribution radiale $V(r)$ du potentiel, on obtient

$$i_p = 2,4 e n_0 R^2 \left(\frac{kT_e}{m_p} \right)^{1/2}. \quad (14.20)$$

Cette expression permet de déterminer la concentration n_0 des électrons sur l'axe du tube à partir des mesures du courant ionique à la paroi et de la température des électrons. En général, dans les conditions habituelles, la paroi est à un potentiel « flottant », le courant ionique et le courant électronique se compensant parfaitement.

Mouvement orienté des électrons dans la colonne positive. Le courant électronique axial total (de dérive), pratiquement égal au courant de décharge, a pour expression

$$i \approx i_e = e N_e \mu_e E_z, \quad (14.21)$$

où la mobilité des électrons est donnée par l'équation de Langevin [020], [040]

$$\mu_e = K \frac{e l_e}{m_e \bar{v}_e}; \quad (14.22)$$

dans la théorie des plasmas on prend d'habitude pour K la valeur 3/4. On obtient à partir des deux dernières équations

$$i \approx \frac{3}{4} \left(\frac{\pi m_e}{8 k T_e} \right)^{1/2} e^2 N_e l_e E_z \quad (14.23)$$

ou, en exprimant le courant en ampères, E_z en volts par centimètre et l'énergie cinétique d'agitation $V = 3kT_e/2e$ en volts,

$$i \approx 8,5 \cdot 10^{-12} \frac{l_e R^2 n_0}{V^{1/2}} E_z. \quad (14.24)$$

Le bilan énergétique de la colonne positive. L'énergie nécessaire à l'entretien du plasma de la colonne positive est fournie aux électrons qui, lors des collisions élastiques et inélastiques, la cèdent aux particules lourdes et, aussi, aux parois. En régime permanent, l'éner-

gie cédée aux électrons dans l'unité de temps est égale à l'énergie perdue par ceux-ci dans le même intervalle de temps, la température des électrons demeurant constante. L'équation du bilan énergétique par unité de longueur de colonne s'écrit $iE_z = P_w + P_v + P_r$, le second membre représentant la somme de la chaleur cédée aux parois, P_w , de celle dissipée dans le volume du gaz P_v et de la puissance perdue par radiation P_r .

L'énergie cédée par seconde aux parois, par unité de longueur, est

$$P_w = 2\pi R j_p \left[V_i + \frac{2kT_e}{e} + \frac{kT_e}{e} \ln\left(\frac{j_i}{j_p}\right) \right], \quad (14.25)$$

où eV_i est l'énergie libérée par recombinaison, $2kT_e$, l'énergie cinétique moyenne des électrons qui tombent sur la paroi, et $kT_e \ln(j_i/j_p)$ l'énergie cinétique des ions accélérés dans la couche de charge d'espace [$j_i = (1/4) en_e \bar{v}_e$ est le courant aléatoire des électrons qui tombent du plasma sur la limite extérieure de la couche, tandis que le courant électronique qui arrive à la surface de la paroi est égal au courant ionique j_p]. Une petite correction d'environ $0,7 kT_e$ représente l'énergie cinétique moyenne des ions acquise, dans le champ radial, depuis l'endroit où ils ont été produits jusqu'à la limite de la couche. Pour des pressions très basses $P_w \gg P_v + P_r$, l'équation du bilan énergétique s'écrit alors

$$iE_z = 2\pi R j_p \left\{ V_i + \left[2,7 + \ln\left(\frac{j_i}{j_p}\right) \right] \frac{kT_e}{e} \right\}. \quad (14.26)$$

Pour des pressions plus fortes ($l_p \ll R$), les pertes P_v et P_r deviennent également importantes. Ainsi, la chaleur dégagée en volume est pratiquement déterminée par les collisions élastiques des électrons et des atomes du gaz. Comme à chaque collision l'électron perd en moyenne l'énergie $(2m_e/M)m_e \bar{v}_e^2/2$, M étant la masse de l'atome, il s'ensuit

$$P_v = \int_0^R \int_0^\infty 2\pi r n(r, v_e) \frac{v_e}{l_e} \frac{2m_e}{M} \frac{m_e v_e^2}{2} dr dv_e \quad (14.27)$$

où $n(r, v_e)$ doit être calculé, pour de fortes pressions, comme on le montrera plus loin, à l'aide d'une théorie de diffusion. En effectuant le calcul, on obtient

$$P_v = 4,7 \frac{m_e^{1/2}}{M} (e\bar{V})^{3/2} \frac{n_0 R^2}{l_e}. \quad (14.28)$$

En notant par P_{ex} la probabilité totale d'excitation et par ev_{ex} l'énergie d'excitation, P_r peut se calculer simplement en supposant que les pertes par rayonnement sont données par le nombre d'atomes excités par seconde

$$P_r = \int_0^R \int_{(2eV_{ex}/m_e)^{1/2}}^\infty 2\pi r n(r, v_e) \frac{v_e}{l_e} P_{ex} eV_{ex} dr dv_e. \quad (14.29)$$

En première approximation, on peut prendre pour P_{ec} une valeur constante; on obtient alors

$$P_r = 1,36 R^2 \frac{4n_0 P_{ex}}{l_e} \left(\frac{e\bar{V}}{3\pi m_e} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{3}{2} \frac{V_{ex}}{\bar{V}} \right) \exp \left(-\frac{3}{2} \frac{V_{ex}}{\bar{V}} \right) e V_{ex}. \quad (14.30)$$

Le facteur 1,36 apparaît du fait de l'utilisation de l'expression (14.44) de $n(r)$, valable pour de fortes pressions. Des calculs plus exacts, utilisant une approximation analytique pour la probabilité d'excitation, ont été effectués dans les travaux [410]–[412]. Pour illustrer les résultats de ces calculs, nous donnons, figure 148, le bilan énergétique de la colonne positive dans la vapeur de mercure, en fonction

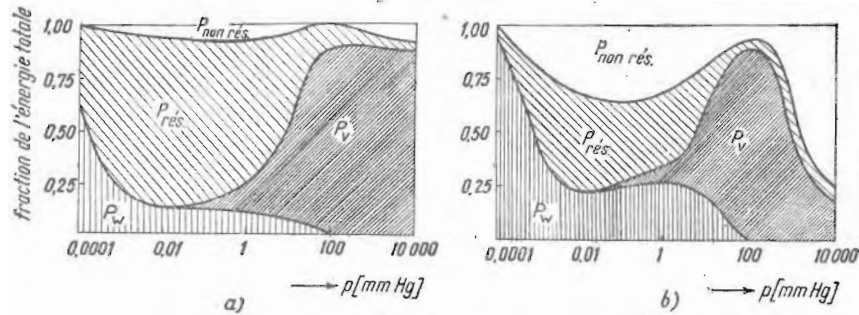


Fig. 148. — Le bilan énergétique dans la colonne positive d'une décharge dans la vapeur de mercure :

a) courant de quelques dizaines de milliampères ; b) courant de quelques ampères.

de la pression pour des courants de faible intensité (quelques dizaines de milliampères) et des courants de forte intensité (quelques ampères).

Comparaison entre la théorie à basse pression et les données expérimentales. A partir des équations établies dans ce qui précède, on obtient immédiatement des expressions pour une série de grandeurs caractéristiques du plasma de la colonne positive, telles que

$$T_e = \frac{e V_i}{k \ln \left(\frac{4 R a p V_i}{\sqrt{\pi} \xi_0} \sqrt{\frac{m_p}{m_e}} \right)}, \quad (14.31)$$

$$\nu_i = \frac{\xi_0}{R} \sqrt{\frac{2 k T_e}{m_p}}, \quad (14.32)$$

$$N_e = \frac{i \sqrt{2 R} \sqrt{m_e m_p}}{e^{3/2} \sqrt{\pi} 0,75 l_e \xi_0 \left[V_i + \left(2,7 + \ln \sqrt{\frac{m_p}{2 m_e}} \right) \frac{k T_e}{e} \right]}, \quad (14.33)$$

$$j_p = \left(\frac{m_e}{m_p} \right)^{1/4} \frac{i \sqrt{\xi_0 k T_e}}{\sqrt{0,75} \pi^{5/4} R^{3/2} \sqrt{e l_e \left[V_i + \left(2,7 + \ln \sqrt{\frac{m_p}{2 m_e}} \right) \frac{k T_e}{e} \right]}}, \quad (14.34)$$

$$E_z = 2 \sqrt{\frac{\xi_0 k T_e \left[V_i + \left(2,7 + \ln \sqrt{\frac{m_p}{2m_e}} \frac{k T_e}{e} \right) \right]}{\sqrt{\pi} 0,75 e l_e R}} \quad (14.35)$$

Le tableau 19 donne les valeurs théoriques et expérimentales de ces grandeurs pour la colonne positive dans l'hélium et dans la

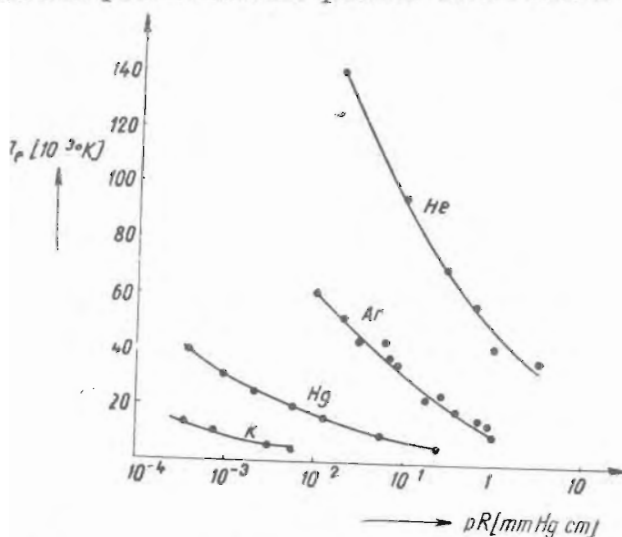


Fig. 149. — Relation entre la température des électrons et le produit pR pour quelques gaz; les courbes pleines sont calculées, les données expérimentales sont représentées par des points.

vapeur de mercure; les résultats de la théorie développée ici sont en bon accord avec les données expérimentales. De même, sur la figure 149 on voit que la théorie et les données expérimentales concordent en ce qui concerne la relation entre la température des électrons et la pression, le rayon du tube et le potentiel d'ionisation. Cette théorie a été comparée de façon extensive à l'expérience, les écarts ne dépassant pas en général $\pm 30\%$, ce qui représente une

Tableau 19. Comparaison avec des résultats expérimentaux et théoriques; colonne positive de basse pression

Gaz et conditions de la décharge		T_e °K	ν_i s ⁻¹	N_e cm ⁻¹	j_p mA/cm ²	E_z V/cm
Hg, $p=2,2 \cdot 10^{-4}$ mmHg $R=1,6$ cm, $i=3$ A	calc.	$5,4 \cdot 10^4$	$1,0 \cdot 10^5$	$4,5 \cdot 10^{11}$	0,72	0,95
	exp.	$4,0 \cdot 10^4$	$8,4 \cdot 10^4$	$5,2 \cdot 10^{11}$	0,69	1,05
He, $p=2 \cdot 10^{-2}$ mmHg $R=1$ cm, $i=0,3$ A	calc.	$1,65 \cdot 10^5$	$2,0 \cdot 10^6$	$2,3 \cdot 10^{10}$	1,2	2,3
	exp.	$1,41 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^6$	$2,7 \cdot 10^{10}$	1,0	2,4

bonne concordance, compte tenu des approximations faites et des erreurs expérimentales.

Théorie de la diffusion appliquée à la colonne positive ($l_p < R$) [413], [414]. Les courants radiaux électronique et ionique dans le plasma sont donnés dans ces conditions par

$$\begin{aligned} j_e &= -eD_e \frac{dn_e}{dr} - en_e \mu_e E_r, \\ j_p &= -eD_p \frac{dn_p}{dr} + en_p \mu_p E_r. \end{aligned} \quad (14.36)$$

En tenant compte de ce que $j_e = j_p = j$, $n_e = n_p = n$ et en éliminant E_r on obtient

$$j = -eD_a \frac{dn}{dr}, \quad (14.37)$$

où

$$D_a = \frac{\mu_e D_p + \mu_p D_e}{\mu_e + \mu_p} \quad (14.38)$$

est le coefficient de diffusion ambipolaire. D'autre part, l'équation de continuité (en coordonnées cylindriques) donne l'augmentation radiale du courant due à l'ionisation du gaz par les collisions électroniques

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rj) = e\nu_i n. \quad (14.39)$$

En supposant la température des électrons constante dans la section transversale du tube, donc les grandeurs D_a et ν_i indépendantes de r , de (14.37) et (14.39) on obtient une équation différentielle du type équation de Bessel,

$$\frac{d^2 n}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dn}{dr} + \frac{\nu_i}{D_a} n = 0, \quad (14.40)$$

dont la solution est

$$n(r) = n_0 J_0 \left(r \sqrt{\frac{\nu_i}{D_a}} \right) \quad (14.41)$$

où $J_0(x)$ est la fonction de Bessel d'ordre zéro. Dans la dernière expression, $n_0 = n(0)$, puisque $J_0(0) = 1$. La concentration d'électrons est bien plus faible aux parois qu'à l'intérieur du plasma, de sorte que l'on peut prendre, avec une bonne approximation, comme condition aux limites sur la paroi

$$J_0 \left(R \sqrt{\frac{\nu_i}{D_a}} \right) = 0. \quad (14.42)$$

Etant donné que la fonction de Bessel J_0 s'annule une première fois

pour la valeur 2,405 de l'argument, nous avons la relation

$$R \sqrt{\frac{v_i}{D_a}} = 2,405. \quad (14.43)$$

La solution (14.41) peut encore s'écrire

$$n(r) = n_0 J_0 \left(2,405 \frac{r}{R} \right). \quad (14.44)$$

On peut trouver la distribution radiale de potentiel en éliminant $j = j_e = j_p$ des équations (14.36); en tenant compte que $D_e, \mu_e \gg D_p, \mu_p$ et en utilisant la relation d'Einstein-Townsend $D_e / \mu_e = kT_e / e$ on obtient

$$E_r = - \frac{dV}{dr} = - \frac{kT_e}{e} \frac{1}{n} \frac{dn}{dr}. \quad (14.45)$$

L'intégration de cette équation conduit à la loi de Boltzmann

$$n(r) = n_0 \exp \left[- \frac{e(V_0 - V)}{kT_e} \right], \quad (14.46)$$

qui nous permet de trouver la distribution de potentiel $V(r)$ à partir de la distribution de la densité $n(r)$.

Le courant ionique à la paroi, par unité de longueur du tube, s'écrit, en utilisant (14.37),

$$i_p = - 2\pi R e D_a \left(\frac{dn}{dr} \right)_{r=R} \quad (14.47)$$

ou, en négligeant le courant de diffusion ionique et en utilisant la relation d'Einstein-Townsend et (14.44), on obtient

$$i_p = 7,83 \mu_p n_0 k T_e. \quad (14.48)$$

Le courant électronique axial total (de dérive), pratiquement égal au courant de décharge, s'écrit tout comme ci-dessus ou, en utilisant l'équation de Langevin pour la mobilité,

$$i \approx i_e = \frac{3}{4} \frac{e^2 I_e E_z}{(2m_e k T_e / \pi)^{1/2}} \int_0^R 2\pi r n(r) dr. \quad (14.49)$$

En utilisant la distribution de la densité donnée par (14.44) et en exprimant i en ampères, E_z en volts par centimètre et \bar{V} en volts, nous avons

$$i = 5,24 \cdot 10^{-12} \frac{I_e R^2 n_0}{\bar{V}^{1/2}} E_z, \quad (14.50)$$

puisque, cette fois (14.19) conduit à $N_e = 1,36 n_0 R^2$.

Une relation intéressante se déduit en éliminant $D_a \approx \mu_p k T_e / e$ et v_i des équations (14.15) et (14.43) et peut s'écrire

$$\exp\left(-\frac{eV_i}{kT_e}\right) \left(\frac{eV_i}{kT_e}\right)^{-1/2} = \frac{200a (2eV_i)^{1/2}}{(2,405)^2 (\pi m_e)^{1/2} \mu_0} \approx 1,16 \cdot 10^7 c^2 p^3 R^2, \quad (14.51)$$

où la dernière expression est donnée en unités pratiques, et $c^2 = aV_i^{1/2} / \mu_p$ est une constante dépendant du gaz (tableau 20). La figure 150 reproduit la courbe universelle T_e / V_i en fonction de cpR , et la figure 151 montre la concordance de cette théorie avec les données expérimentales pour le néon et l'argon.

Tableau 20. Valeurs calculées de la constante c

Gaz	c	Gaz	c
He	$3,9 \cdot 10^{-3}$	N ₂	$3,5 \cdot 10^{-2}$
Ne	$5,9 \cdot 10^{-3}$	H ₂	$1,05 \cdot 10^{-2}$
Ar	$5,3 \cdot 10^{-2}$	O ₂	$2,9 \cdot 10^{-2}$
Xe	$8,1 \cdot 10^{-2}$	Hg	$1,1 \cdot 10^{-1}$

Pour trouver le gradient de la colonne positive, il faut évaluer l'énergie $e\mu_e E_s$ acquise par seconde par un électron dans le champ électrique axial, à l'énergie perdue pendant le même intervalle de temps par collisions avec les atomes du gaz. En utilisant pour $u_e = \mu_e E_s$ l'équation de Langevin, en notant par $\delta m_e \bar{v}_e^2 / 2$ l'énergie

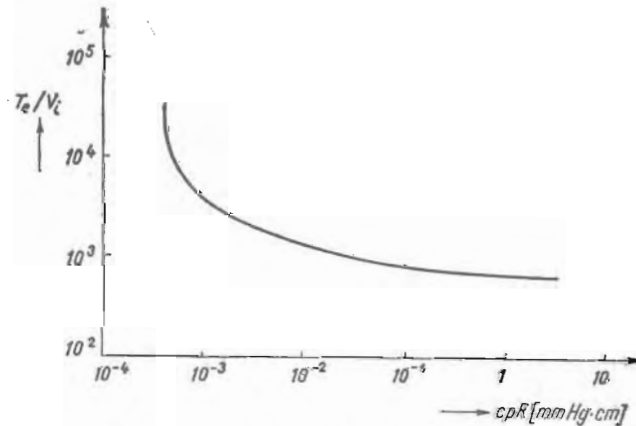


Fig. 150. — Equation universelle (14.51).

perdue lors d'une collision et en faisant la moyenne sur la distribution maxwellienne des vitesses des électrons, on obtient (en unités pra-

tiques)

$$\frac{E_z}{p} = 1,83 \cdot 10^{-4} \delta^{1/2} T_e (pl_e)^{-1}. \quad (14.52)$$

Comme de l'équation (14.51) nous avons $T_e = T_e(pR)$, la dernière équation nous permet de calculer le champ réduit en fonction

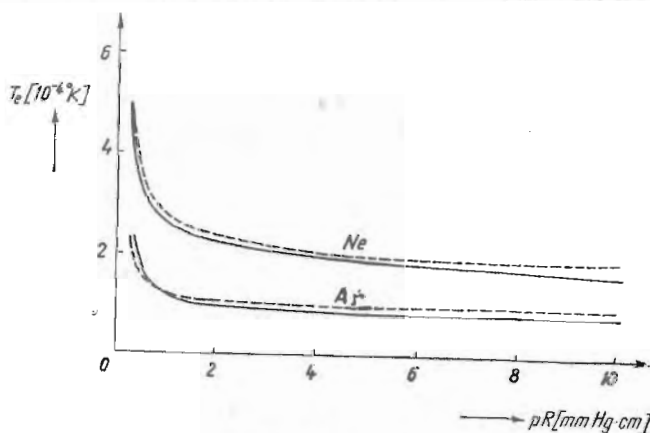


Fig. 151. — Relation entre la température des électrons et le produit pR ; les données expérimentales sont représentées par la courbe pleine, et celles calculées à partir de (14.51) par la courbe pointillée.

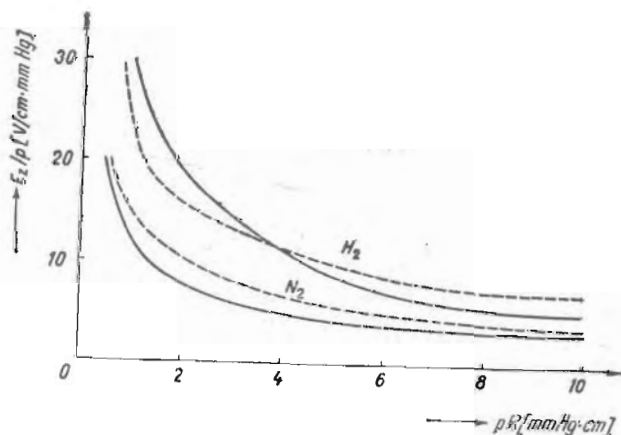


Fig. 152. — Champ longitudinal réduit en fonction du rayon réduit; la courbe pleine représente les données expérimentales, et la courbe pointillée les données calculées.

du rayon réduit $E_z/p = f(pR)$; les valeurs ainsi calculées sont en bon accord avec les mesures effectuées dans l'hydrogène et l'azote (fig. 152).

Extensions de la théorie de diffusion. L'équation (14.40) peut facilement être généralisée pour une colonne de section quelconque [415]. Ainsi, en utilisant l'équation du courant radial et l'équation de continuité

$$\vec{j} = -eD_a \nabla n, \quad \nabla \cdot \vec{j} = e v_i n, \quad (14.53)$$

on obtient l'équation

$$\Delta n + \frac{v_i}{D_a} n = 0, \quad (14.54)$$

qui, avec la condition aux limites $n(R) = 0$, est similaire au problème de la membrane vibrante fixée à ses bords; ainsi, n correspond à l'amplitude, et $(v_i/D_a)^{1/2}$ correspond au rapport ω/v , où ω est la fréquence angulaire de la vibration, et v la vitesse des ondes élastiques dans la membrane. Comme on le sait, cette équation a des solutions seulement pour certaines valeurs discrètes du paramètre $(v_i/D_a)^{1/2}$. Dans le cas de la colonne positive, comprise entre deux plans parallèles séparés par la distance h , nous avons

$$\frac{d^2 n}{dx^2} + \frac{v_i}{D_a} n = 0, \quad (14.55)$$

expression qui admet pour solution

$$\frac{n}{n_0} = \cos \pi \frac{x}{h}, \quad (14.56)$$

satisfaisant à la condition aux limites $n(\pm h/2) = 0$ pour

$$\frac{v_i}{D_a} = \frac{\pi^2}{h^2}. \quad (14.57)$$

De façon similaire, la condition aux limites pour une colonne rectangulaire de côtés a et b , est

$$\frac{v_i}{D_a} = \frac{\pi^2}{a^2} \left(1 + \frac{a^2}{b^2} \right). \quad (14.58)$$

A l'encontre de l'ionisation directe (vitesse d'ionisation $v_i n$), l'ionisation cumulative donne pour la vitesse d'ionisation une expression de la forme αn^2 (la vitesse d'excitation est proportionnelle à la concentration des électrons, et l'ionisation des atomes excités est encore une fois proportionnelle à n). Considérant en plus les processus d'ionisation cumulative, l'équation (14.54) se généralise sous la forme [416]

$$D_a \Delta n + v_i n + \alpha n^2 = 0, \quad (14.59)$$

où le paramètre $q = \alpha n_0^2 / v_i n_0$, qui indique le rapport des deux processus concourant à l'ionisation, peut varier de 0 à ∞ . Dans le cas de la colonne plane, la solution peut être représentée par des

fonctions elliptiques, à l'exception de la valeur $q = 1/2$. Une équation du même type que (14.59) s'obtient aussi si l'on tient compte de la recombinaison en volume [417], lorsque le terme quadratique apparaît également.

L'extension de la théorie de la diffusion à plusieurs types d'ions a été faite dans les travaux [418]–[423]. Pour simplifier, nous considérerons ici la colonne plane dans des gaz électronégatifs, avec, comme porteurs de charge, trois types de particules : des électrons, des ions positifs, des ions négatifs. Les équations correspondantes du mouvement sont

$$\begin{aligned} j_e &= -eD_e \frac{dn_e}{dx} - en_e \mu_e E, \\ j_p &= -eD_p \frac{dn_p}{dx} + en_p \mu_p E, \\ j_n &= -eD_n \frac{dn_n}{dx} - en_n \mu_n E \end{aligned} \quad (14.60)$$

et, en plus, $j_p = j_e + j_n$, $n_p = n_e + n_n$, $\mu_n \approx \mu_p$. Les équations de continuité pour les électrons et les ions négatifs sont

$$\frac{dj_e}{dx} = e v_i n_e + \alpha N \lambda n_e - \beta N n_e, \quad (14.61)$$

$$\frac{dj_n}{dx} = \beta N n_e - \alpha N \lambda n_e,$$

où N est la concentration de molécules du gaz, $\lambda = n_n / n_e$, α représente la probabilité de détachement de l'électron lors d'une collision ion négatif-molécule, et β est la probabilité de capture de l'électron lors d'une collision électron-molécule. La solution de ces équations généralise la condition (14.57) sous la forme

$$\frac{v_i}{D_a} = \frac{\pi^2}{h^2} + \frac{\pi^2}{h^2} \left(1 + \frac{T_p}{T_e}\right) \lambda. \quad (14.62)$$

En remplaçant D_a et v_i on obtient, comme pour (14.51),

$$\exp\left(-\frac{eV_i}{kT_e}\right) \left(\frac{eV_i}{kT_e}\right)^{-1/2} \approx c(1 + \lambda) \frac{\pi^2}{(\rho h)^2}. \quad (14.63)$$

La dernière équation fournit des valeurs raisonnables pour la température des électrons lorsque le produit $p h$ varie dans l'intervalle 1–10 mmHg · cm.

On sait que, pour des courants très faibles (décharge lumineuse subnormale), la condition de quasi-neutralité du plasma n'est plus satisfaite et le gradient de la colonne positive augmente lorsque

le courant diminue [424]—[427]. Ce comportement a été expliqué quantitativement, en utilisant, outre les équations de Maxwell et les équations de transport, une hypothèse sur la distribution des ions positifs et des électrons. On suppose que ces deux distributions sont dans un rapport constant dans une section de la colonne, soit $n_p/n_e = C^{te}$.

Pour une pression de quelques dizaines de mmHg, la colonne positive se contracte en s'éloignant des parois du tube. Ceci s'explique par l'apparition d'une forte non-homogénéité de la température du gaz. Sur l'axe du tube la température est plus grande, la densité du gaz plus petite, par conséquent le libre parcours moyen des électrons est plus grand qu'à la périphérie; la conséquence en est que la décharge passe plus facilement par la région où la température du gaz est plus élevée. L'extension de la théorie de la diffusion à la colonne thermiquement non homogène a été entreprise dans les travaux [428], [429].

b) *L'influence du champ magnétique.* Dans la colonne positive, les électrons se meuvent dans toutes les directions, car leur vitesse thermique est beaucoup plus grande que la vitesse de dérive le long de la colonne. L'application d'un champ magnétique produit une redistribution des vitesses des électrons, réduisant tous les mouvements perpendiculaires à sa direction; en particulier, la diffusion transversale des électrons est sensiblement réduite. Un champ magnétique transversal [430] courbe la colonne vers les parois, dans le sens du mouvement d'une charge positive de l'anode vers la cathode. Dans ces conditions, les pertes de porteurs de charge et le gradient de la colonne positive augmentent, et pour des champs magnétiques suffisamment puissants, la décharge s'interrompt.

Nous analyserons dans ce qui suit le comportement de la colonne positive dans un champ magnétique longitudinal [272], [431]—[434]. Dans ce cas, le coefficient de diffusion pour les directions perpendiculaires au champ magnétique diminue suivant la loi [022], [040]

$$D_{\perp} = \frac{D}{1 + (\omega_b/\nu_e)^2}, \quad (14.64)$$

où D est le coefficient de diffusion en l'absence du champ, $\omega_b = (e/mc)B$ la fréquence de giration de l'électron dans le champ magnétique, et ν_e la fréquence des collisions. La diminution des pertes radiales par diffusion conduit à une baisse de la température des électrons dans la colonne positive. Ceci peut se voir directement dans l'expression du coefficient de diffusion ambipolaire, en utilisant la relation d'Einstein-Townsend et en tenant compte de ce que $\mu_e \gg \mu_p$, $T_e \gg T_p$

$$D_a = \frac{D_p\mu_e + D_e\mu_p}{\mu_p + \mu_e} \approx D_p \frac{T_e}{T_p}. \quad (14.65)$$

Puisque le coefficient de diffusion et la température des ions positifs ne sont pratiquement pas affectés par le champ magnétique, il s'ensuit $D_a \sim T_e$. De même, conformément à l'expression (14.15), la fréquence de collisions ionisantes diminue avec l'augmentation du champ magnétique. En tenant compte des modifications produites par le champ magnétique sur le coefficient de diffusion et sur la température des électrons, les relations (14.51) et (14.52) peuvent être

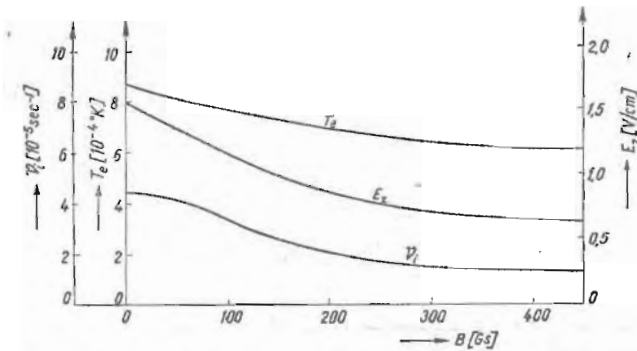


Fig. 153. — Température des électrons, gradient de la colonne positive et fréquence d'ionisation dans l'hélium, en fonction du champ magnétique.

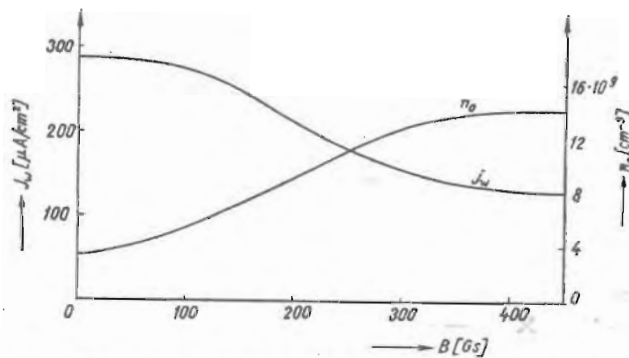


Fig. 154. — Concentration axiale des électrons, n_0 et densité du courant d'ions à la paroi j_w , dans un champ magnétique longitudinal (hélium, $p = 4,8 \cdot 10^{-2}$ mmHg).

généralisées aussi pour le cas de la colonne positive dans un champ magnétique longitudinal; les formules sont en bon accord avec les données expérimentales représentées figure 153.

La contraction radiale de la colonne positive en présence d'un champ magnétique longitudinal peut être observée figure 154, où sont donnés la concentration axiale des électrons et le courant ioni-

que de la paroi. En général, entre les calculs théoriques, fondés sur les considérations exposées plus haut, et les données expérimentales obtenues par la méthode des sondes, l'accord est satisfaisant.

Une théorie de la diffusion tenant compte de la présence d'un champ magnétique longitudinal [435] utilise les équations de continuité des électrons et des ions ($n_e = n_p = n$)

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla n u_p = \frac{\partial n}{\partial t} + \nabla n u_e = \nu_i n \quad (14.66)$$

et les équations correspondantes du mouvement [022], [040]; ainsi, pour les électrons, nous avons

$$\frac{kT_e}{m_e n} \nabla n = -\frac{e}{m_e c} \vec{u}_e \times \vec{B} + \frac{e}{m_e} \nabla V - \nu_e \vec{u}_e \quad (14.67)$$

ou, dans l'approximation $\omega_b/\nu_e < 1$,

$$\vec{u}_{e\perp} = \frac{\mu_e}{\omega_b/\nu_e} \frac{\vec{B}}{B} \times \nabla V - \frac{D_e}{\omega_b/\nu_e} \frac{1}{n} \frac{\vec{B}}{B} \times \nabla n + \frac{\mu_e \nabla V}{(\omega_b/\nu_e)^2} - \frac{D_e}{(\omega_b/\nu_e)^2} \cdot \frac{\nabla n}{n}, \quad (14.68)$$

$$u_{ez} = \mu_e \frac{\partial V}{\partial z} - \frac{D_e}{n} \frac{\partial n}{\partial z},$$

le champ magnétique étant parallèle à l'axe Oz . En ce qui concerne les ions positifs, pour une fréquence de collision ion-atome supérieure à la fréquence cyclotron correspondante $eB/m_p c$, l'influence du champ magnétique peut être négligée; alors l'équation du mouvement s'écrit simplement

$$\vec{u}_p = -\mu_p \nabla V. \quad (14.69)$$

En portant (14.68) et (14.69) dans (14.66), on obtient deux équations pour n et V

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\mu_e}{\omega_b/\nu_e} \frac{\vec{B}}{B} \cdot \nabla V \times \nabla n - \frac{D_e \Delta_{\perp} n}{(\omega_b/\nu_e)^2} + \quad (14.70)$$

$$+ \frac{\mu_e}{(\omega_b/\nu_e)^2} \nabla \cdot n \nabla_{\perp} V + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_e n \frac{\partial V}{\partial z} - D_e \frac{\partial n}{\partial z} \right) = \nu_i n,$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \mu_p \nabla \cdot n \nabla V = \nu_i n. \quad (14.71)$$

En régime permanent n et V ne dépendent que de r ; de même, en supposant $l_p \ll R$, nous pouvons prendre pour condition aux limites $n(R) = 0$, de sorte que les deux dernières équations condui-

sent à

$$n(r) = n_0 J_0 \left(2,405 \frac{r}{R} \right),$$

$$\frac{dV}{dr} = \frac{D_e}{\mu_e + \mu_p (\omega_b / \nu_e)^2} \frac{1}{n} \frac{dn}{dr}, \quad (14.72)$$

$$v_i = \frac{\mu_p}{\mu_e} \cdot \frac{(2,405/R)^2 D_e}{1 + (\mu_p / \mu_e) (\omega_b / \nu_e)^2}.$$

Comme nous l'avons montré plus haut, le gradient E de la colonne positive ainsi que la température des électrons du plasma diminuent de façon monotone lorsque le champ magnétique longitudinal augmente par suite de la diminution des pertes des porteurs de charge par diffusion radiale. La dépendance du coefficient de diffusion ambipolaire vis-à-vis du champ magnétique B explique quantitativement ce régime de diffusion classique pour des valeurs pas trop élevées du champ magnétique (fig. 155). Mais à une valeur critique B_{cr} , de l'ordre de quelques kG, la dépendance de E et de T_e vis-à-vis de B change radicalement, le gradient de la colonne positive commençant à augmenter, atteignant une valeur de saturation pour un champ magnétique suffisamment grand; cette valeur de saturation peut même dépasser, dans certains cas, la valeur correspondant à $B=0$.

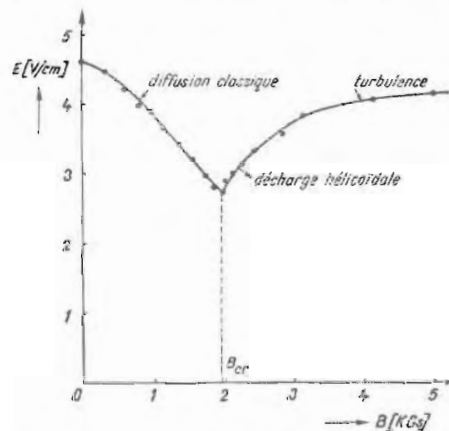


Fig. 155. — Diffusion transversale anormale dans le champ magnétique (hélium, $p = 0,89$ mmHg, $R = 1$ cm).

La nature de ce phénomène a été expliquée par l'instabilité de la colonne de plasma pour $B > B_{cr}$, et notamment par l'instabilité du filament de plasma par rapport à la distorsion hélicoïdale, mécanisme qui est en général connu sous le nom d'instabilité de convection [435]. Dans ces conditions, se développent des oscillations « de diffusion », accompagnées de l'apparition d'un champ

électrique azimutal, entraînant une dérive radiale du plasma, donc une augmentation de la perturbation initiale.

Les conditions de stabilité correspondantes s'obtiennent en linéarisant les équations (14.70) et (14.71) pour de petites perturbations de n et V de la forme $f(r) \exp(im\varphi + ikz - i\omega t)$, où φ est l'angle azimutal, et en écrivant les équations de dispersion. On montre ainsi que pour des valeurs du champ magnétique qui dépassent de peu B_{cr} , il se forme des oscillations régulières de la colonne, de fréquence

$$\nu \approx \frac{10\mu_p D_e \nu_e}{\omega_p \mu_e R^2}, \quad (14.73)$$

qui, pour l'hélium, est de l'ordre de 10^4 Hz. Il est possible que de telles oscillations expliquent l'observation expérimentale de l'apparition du maximum de concentration des électrons au voisinage de l'axe du tube en présence d'un champ magnétique [443]. On peut supposer en outre que, pour B grand par rapport à B_{cr} , des harmoniques supérieurs sont excités, les oscillations du canal de plasma devenant chaotiques et le plasma passant ainsi dans un régime de turbulence. Des détails concernant la diffusion transversale anormale en champ magnétique longitudinal se trouvent dans les références [044], [435] — [442].

c) *L'influence du champ électrique haute fréquence.* La décharge dans les gaz provoquée par un champ électrique haute fréquence peut s'allumer soit en appliquant entre deux électrodes (situées à l'intérieur ou à l'extérieur du tube) la tension d'un générateur haute fréquence, soit en introduisant le tube à décharge à l'intérieur d'une bobine où passe un courant haute fréquence (décharge annulaire sans électrodes). Dans ce dernier cas, les électrons et les ions sont accélérés par le champ électrique rotationnel, lié aux variations du champ magnétique fourni par la bobine ; pour cette raison la décharge a la forme d'un anneau. En général, à cause du champ électromagnétique variable, le circuit du courant de décharge se referme non seulement par le courant de conductibilité, mais aussi par le courant de déplacement et d'induction.

Les propriétés spécifiques des décharges électriques dans les gaz provoquées par un champ électrique haute fréquence sont rattachées à l'inertie des électrons et des ions. Sous l'influence du champ variable, ceux-ci ont un mouvement oscillatoire dirigé, superposé au mouvement chaotique engendré par les collisions avec les atomes du gaz. Si la fréquence du champ est suffisamment grande, les porteurs de charge ne parviennent pas à suivre exactement les variations rapides du champ, leur mouvement, donc le courant électrique transporté par ceux-ci, subissant un certain déphasage. Ce déphasage est d'autant plus grand que la masse de la particule chargée est plus grande ; c'est pourquoi, dans la décharge de très haute fréquence, le courant électrique n'est porté que par les électrons, tandis

que les ions positifs restent pratiquement immobiles, leur rôle se réduisant ainsi à la seule formation d'une charge d'espace, dont le champ se superpose au champ haute fréquence appliqué. Dans ces conditions, il est évident que les processus superficiels aux électrodes, fondamentaux pour la décharge en courant continu, jouent un rôle secondaire dans la décharge en champ haute fréquence.

Nous avons exposé au § 7 la théorie élémentaire de l'amorçage de la décharge en champ électrique haute fréquence, fondée sur la notion intuitive, mais moins rigoureuse, d'« électron moyen ». On ne peut toutefois décrire, sur la base de cette théorie simple, que le mouvement dirigé des électrons, sans pouvoir atteindre le mouvement chaotique des électrons dans le plasma se trouvant dans un champ haute fréquence. Ces problèmes ne peuvent être intégralement et correctement résolus qu'à partir de l'équation cinétique de Boltzmann [444]—[447].

En tenant compte du fait que dans le champ de très haute fréquence l'amplitude des oscillations des électrons est beaucoup plus petite que les dimensions du tube de décharge, nous considérerons dans ce qui suit le problème unidimensionnel du plasma illimité et homogène dans le champ variable $E = E_0 \cos \omega t$ orienté dans la direction Ox . Dans ces conditions, l'équation de Boltzmann s'écrit

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{eE}{m} \frac{\partial f}{\partial v_x} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c, \quad (14.74)$$

où f est la fonction de distribution de la vitesse des électrons, et v_x la composante de vitesse sur l'axe Ox . Par la suite, le terme de collision $\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c$ comprendra, en première approximation, les collisions élastiques des électrons avec les atomes du gaz, puisque leur nombre est beaucoup plus grand que celui des collisions inélastiques et qu'elles ont lieu pour tout l'intervalle de vitesses des électrons.

Comme il est montré en [022], [040], [448], la solution stationnaire de l'équation de Boltzmann pour un champ électrique constant est de la forme (décomposée suivant les polynômes de Legendre)

$$f(v) = \sum_{n=0}^{\infty} P_n \left(\frac{v_x}{v} \right) f_n(v) \approx f_0(v) + \frac{v_x}{v} f_1(v), \quad f_0(v) \gg f_1(v), \quad (14.75)$$

où la partie symétrique $f_0(v)$ caractérise le mouvement chaotique des électrons et détermine leur température, et le terme asymétrique $(v_x/v)f_1(v)$ caractérise le mouvement dirigé des électrons et détermine le courant électronique dans le plasma. Dans ce même cas, en ne considérant que les collisions élastiques et en tenant compte du mouvement thermique des molécules du gaz, le terme de collision est

fourni par

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c = \frac{m}{M} \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left(v^4 \frac{f_0}{l_e} \right) + \frac{kT_g}{v^2 M} \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{v^3}{l_e} \frac{\partial f_0}{\partial v} \right) - \frac{v_x}{l_e} f_1, \quad (14.76)$$

où T_g est la température du gaz et M la masse des molécules du gaz.

Dans le cas du champ haute fréquence, il est utile de développer la fonction de distribution sous la forme

$$f(v, t) = \sum_{n=0}^{\infty} P_n \left(\frac{v_x}{v} \right) \left\{ f_0^n(v) + \sum_{m=1}^{\infty} [f_m^n(v) \cos m \omega t + g_m^n(v) \sin m \omega t] \right\}. \quad (14.77)$$

La comparaison des différents termes du développement (14.77) est entreprise en [446]; en fonction du rapport entre la fréquence du champ ω et la fréquence des collisions ν_c , on peut négliger certains termes de ce développement. Ainsi, si $\omega / \nu_c \ll 2m / M$,

$$f(v, t) \approx f_0^0(v) + f_2^0(v) \cos 2\omega t + \frac{v_x}{v} f_1^1(v) \cos \omega t; \quad (14.78)$$

si $\omega / \nu_c \approx 2m / M$,

$$f(v, t) \approx f_0^0(v) + f_2^0(v) \cos 2\omega t + g_2^0(v) \sin 2\omega t + \frac{v_x}{v} [f_1^1(v) \cos \omega t + g_1^1(v) \sin \omega t]; \quad (14.79)$$

si $\omega / \nu_c \gg 2m / M$,

$$f(v, t) \approx f_0^0(v) + \frac{v_x}{v} [f_1^1(v) \cos \omega t + g_1^1(v) \sin \omega t]. \quad (14.80)$$

Considérons brièvement le sens physique des trois régions envisagées. Pour de basses fréquences et de hautes pressions ($\omega / \nu_c \ll 2m / M$), la température des électrons, déterminée par les fonctions symétriques f_2^0 et $f_0^0 \cos 2\omega t$, varie avec la fréquence double 2ω par rapport au champ, puisque le gaz électronique est chauffé pendant les deux demi-périodes de variation du champ; la valeur maximale de la température survient en même temps que la valeur maximale absolue du champ. La densité du courant électronique varie à la même fréquence que le champ et ne possède pratiquement qu'une seule composante active.

Pour des fréquences et des pressions moyennes ($\omega / \nu_c \approx 2m / M$), la température des électrons varie toujours avec la fréquence double, mais elle est déphasée par rapport au champ, car, l'inertie thermique intervenant, le gaz électronique ne peut plus suivre exactement les variations du champ. C'est toujours à cause de l'inertie des électrons que la densité du courant est elle aussi déphasée par rapport au champ, bien que variant à la même fréquence, et possède aussi bien une composante active qu'une composante réactive.

Pour de hautes fréquences et de basses pressions ($\omega / \nu_c \gg 2m / M$), la partie symétrique $f_0^0(v)$ ne dépend plus du temps, la température

des électrons étant ainsi stationnaire. Dans ces conditions, l'électron exécute un grand nombre d'oscillations entre deux collisions successives, et sa phase est arbitraire au moment de la collision : la température des électrons ne peut plus suivre les variations du champ. La densité du courant électronique varie aussi dans ce cas avec la fré-

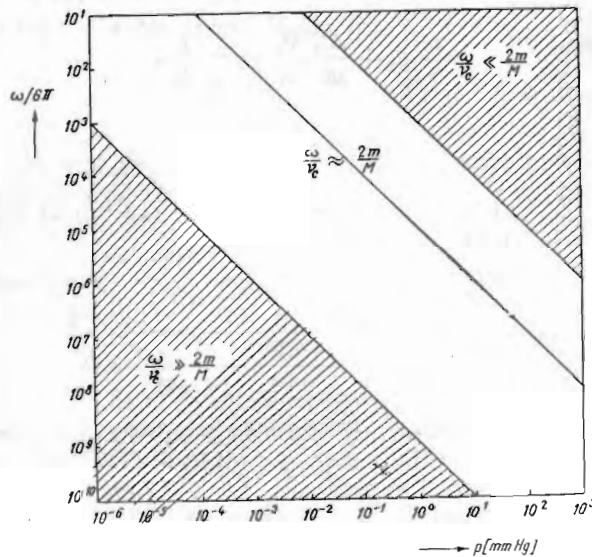


Fig. 156. — Domaines de la décharge de haute fréquence dans l'hydrogène (température 0°C).

quence du champ, mais le déphasage par rapport au champ est plus grand que dans le cas précédent.

Pour illustrer les trois régimes considérés, nous donnons figure 156 un graphique calculé pour l'hydrogène à la température de 0°C.

Considérons plus en détail le cas du plasma raréfié dans un champ électrique haute fréquence; la fonction de distribution est alors donnée par la formule (14.80), où la seule différence avec le champ continu (14.75) consiste à remplacer la fonction non symétrique $f_1(v)$ par la somme des composantes non symétriques active et réactive, $f_1 \cos \omega t + g_1 \sin \omega t$. En tenant compte de cette constatation et en introduisant (14.76) et (14.80) dans l'équation de Boltzmann (14.74), on obtient

$$\begin{aligned} \frac{v_x}{v} (-\omega f_1 \sin \omega t + \omega g_1 \cos \omega t) = & -\frac{eE_0}{m} \frac{v_x}{v} \frac{\partial f_0}{\partial v} \cos \omega t - \\ & -\frac{eE_0}{m} \frac{1}{3v^2} \frac{\partial}{\partial v} [v^2(f_1 \cos \omega t + g_1 \sin \omega t)] \cos \omega t + \frac{m}{M} \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left(v^4 \frac{f_0}{l_e} \right) + \\ & + \frac{kT_a}{v^2 M} \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{v^3}{l_e} \frac{\partial f_0}{\partial v} \right) - \frac{v_x}{v} (f_1 \cos \omega t + g_1 \sin \omega t). \end{aligned} \quad (14.81)$$

En égalant les coefficients des termes de même puissance de v_x , $\cos \omega t$ et $\sin \omega t$ et en les intégrant sur une période du champ, on obtient pour les trois inconnues f_0, f_1, g_1 un système de trois équations

$$\frac{eE_0}{6mv^2} \frac{\partial}{\partial v} (v^2 f_1) = \frac{m}{M} \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left(v^4 \frac{f_0}{l_e} \right) + \frac{kT_g}{v^2 M} \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{v^3}{l_e} \frac{\partial f_0}{\partial v} \right), \quad (14.82)$$

$$\frac{\omega}{v} g_1 + \frac{eE_0}{mv} \frac{\partial f_0}{\partial v} = - \frac{f_1}{l_e}, \quad (14.83)$$

$$g_1 = \frac{l_e \omega}{v} f_1. \quad (14.84)$$

En éliminant de (14.82) f_1 et g_1 fournies par (14.83) et (14.84) et en intégrant, on obtient

$$f_0 = A \exp \left\{ - \int_0^{v^2} \frac{\frac{m}{2} d(v^2)}{\frac{e^2 E_0^3 M}{6m^2} \frac{l_e^2}{v^2 + \omega^2 l_e^2} + kT_g} \right\} \quad (14.85)$$

où la constante A est déterminée par la condition de normalisation.

Pour le calcul explicite de la fonction de distribution il est nécessaire de connaître l'expression $l_e(v)$. Considérons d'abord le cas $l_e = C^{te}$, ce qui est valable approximativement pour le néon et assez bien pour certains mélanges comme, par exemple, 78% Ne + 22% He [340]. En supposant de même l'énergie thermique des atomes du gaz négligeable par rapport à l'énergie acquise par un électron sur un libre parcours moyen, il résulte de (14.85)

$$f_0 = A \exp \left\{ - \frac{3m^3 v^2 (v^2 + 2\omega^2 l_e^2)}{2Mc^2 E_0^3 l_e^2} \right\}. \quad (14.86)$$

Cette expression généralise, pour le champ haute fréquence, la distribution de Druyvesteyn-Davydov obtenue pour un champ constant [040].

Dans le cas où la fréquence de collisions $\nu_e = v/l_e$ est constante, ce qui représente une bonne approximation par exemple pour les vapeurs de Zn, Cd, Hg, de (14.85) on obtient

$$f_0 = A \exp \left\{ - \frac{mv^2}{2 \left(\frac{Mc^2 E_0^3}{6m^2 \nu_e^2 (1 + \omega^2 / \nu_e^2)} + kT_g \right)} \right\}. \quad (14.87)$$

C'est une distribution maxwellienne, la température des électrons étant donnée par

$$T_e = \frac{Mc^2 E_0^3}{6km^2 \nu_e^2 (1 + \omega^2 / \nu_e^2)} + T_g. \quad (14.88)$$

Dans le cas où $\omega \gg v/l_c = v_c$, il s'ensuit

$$f_0 = A \exp \left\{ - \frac{mv^2}{2 \left(\frac{Me^2 E_0^2}{6m^2 \omega^2} + kT_g \right)} \right\}, \quad (14.89)$$

la température des électrons étant

$$T_e = \frac{Me^2 E_0^2}{6km^2 \omega^2} + T_g. \quad (14.90)$$

Les expressions précédentes montrent que, pour un champ de haute fréquence, des distributions électroniques maxwelliennes peuvent exister; ceci a été confirmé en utilisant des sondes.

En ce qui concerne les fonctions non symétriques f_1 et g_1 , qui caractérisent le mouvement dirigé des électrons, les composantes active et réactive du courant peuvent être déterminées en utilisant les équations (14.83), (14.84) et (14.85). Comme on peut le constater sur l'équation (14.84), elles se trouvent dans le rapport $f_1/g_1 = v_c/\omega$, en parfait accord avec les expressions (7.16) établis par la théorie de l'« électron moyen »; ces dernières expressions s'obtiennent aussi à l'aide des fonctions f_1 et g_1 si la composante symétrique f_0 est maxwellienne. Il ressort ainsi que la théorie de l'« électron moyen » est dans bien des cas justifiée pour l'étude des propriétés des gaz ionisés dans le champ électrique de haute fréquence; certaines de ces propriétés sont étudiées en [449]—[455].

Nous avons supposé plus haut que les vitesses des électrons de la décharge ne sont déterminées que par le champ de haute fréquence. Dans certains cas pratiques pourtant, la puissance du signal de haute fréquence est négligeable par rapport à la puissance qui entretient la décharge; un exemple en est le plasma d'une décharge d'arc en courant continu modulé par un faible courant de haute fréquence. Dans ce cas la température des électrons n'est déterminée que par le champ continu E_c (le gradient de la colonne de l'arc); alors le champ total est

$$E = E_c + E_0 \cos \omega t \quad (E_c \gg E_0), \quad (14.91)$$

et la fonction de distribution peut être prise sous une forme déduite de (14.75) et (14.80) [456]:

$$f = f_0 + \frac{v_x}{v} f_1 + \frac{v_x}{v} (f^1 \cos \omega t + g^1 \sin \omega t). \quad (14.92)$$

En introduisant (14.76), (14.91) et (14.92) dans l'équation de Boltzmann (14.74) et en procédant conformément à la méthode indiquée plus haut, on obtient un système de quatre équations à quatre in-

connues, f_0 , f_1 , f^1 , g^1 , dont les solutions sont

$$f_0 = A \exp \left\{ - \int_0^v \frac{v^3 dv}{\frac{1}{3} \frac{M}{m} \left(\frac{eE_c}{m} \right)^2 l_e^2 + \frac{kT_g}{m} v^2} \right\}, \quad (14.93)$$

$$f_1 = - \frac{eE_c}{m} \frac{l_e}{v} \frac{\partial f_0}{\partial v}, \quad (14.94)$$

$$f^1 = - \frac{eE_0}{m} \frac{l_e}{v} \frac{\partial f_0}{\partial v}, \quad (14.95)$$

$$g^1 = - \frac{1}{\omega} \frac{eE_0}{m} \frac{\partial f_0}{\partial v}. \quad (14.96)$$

Le champ continu E_c détermine la partie symétrique f_0 de la fonction de distribution, donc la température des électrons. La densité du courant total qui passe par la décharge est $j = en\bar{v}_x$, où la vitesse de dérive \bar{v}_x est déterminée seulement par les parties non symétriques f_1 , f^1 et g^1 ; on obtient

$$j = \sigma_c E_c + (\sigma_r \cos \omega t - i \sigma_i \sin \omega t) E_0, \quad (14.97)$$

où la conductibilité en champ continu est

$$\sigma_c = - \frac{4\pi}{3} \frac{e^2 n}{m} \int_0^\infty \frac{\partial f_0}{\partial v} l_e v^2 dv, \quad (14.98)$$

la conductibilité réelle dans le champ haute fréquence est

$$\sigma_r = \sigma_c \quad (14.99)$$

et la conductibilité imaginaire dans le champ de haute fréquence

$$\sigma_i = - i \frac{4\pi}{3} \frac{e^2 n}{m\omega} \int_0^\infty \frac{\partial f_0}{\partial v} v^3 dv. \quad (14.100)$$

Si la fréquence $\nu_c = v/l_e$ est constante, f_0 est, comme on l'a vu, une distribution maxwellienne (qui s'obtient en posant $\omega = 0$ dans l'équation (14.87)); dans ce cas

$$\sigma_r = \sigma_c = \frac{e^2 n}{m\nu_c}, \quad (14.101)$$

$$|\sigma_i| = \frac{e^2 n}{m\omega},$$

de sorte que $\sigma_c/|\sigma_i| = \omega/\nu_c$. En mesurant σ_c , $|\sigma_i|$ et ω correspondant au signal de haute fréquence, on détermine facilement la concentration d'électrons n et la fréquence de collisions ν_c . En utilisant ainsi un signal de haute fréquence et de petite puissance, on peut déterminer

les paramètres du plasma dans une décharge de grande puissance en courant continu.

La colonne positive stratifiée. La colonne positive homogène ne se forme dans les gaz qu'à des pressions relativement faibles ($p \leq 10^{-1}$ mmHg), le cas de la vapeur de mercure étant particulier. A des pressions plus élevées, la colonne positive apparaît le plus souvent sous forme stratifiée et est parcourue par des ondes lumineuses dénommées couches. Celles-ci peuvent être fixes (stables) ou mobiles. Dans le dernier cas on observe aussi bien des couches positives (principales), qui se déplacent de l'anode vers l'espace sombre de Faraday, que des couches négatives, qui se déplacent dans la direction opposée. Les couches mobiles ont une fréquence de l'ordre de 10^3 Hz et une longueur d'onde de l'ordre du diamètre de la colonne. Leur vitesse, dans l'argon par exemple, varie de $3 \cdot 10^3$ à $3 \cdot 10^4$ cm/s pour les couches positives et est de l'ordre de 10^5 cm/s pour les couches négatives. Etant donné qu'en général les couches sont liées aux phénomènes d'ionisation, elles sont souvent nommées ondes d'ionisation. Les paramètres qui caractérisent les couches dépendent des paramètres du plasma; l'étude de ces couches a pris dernièrement de l'importance en liaison avec les méthodes de diagnostic [457] — [484].

Faisons brièvement quelques observations sur les fluctuations de la tension, du courant et de l'intensité lumineuse. Il est évident que l'arrivée des couches au niveau des électrodes produit des oscillations périodiques de la tension et du courant de la décharge. L'amplitude des oscillations de ces grandeurs ne représente que quelques pour-cent de la valeur moyenne, contrairement à l'intensité lumineuse qui varie d'une valeur maximale jusqu'à zéro. La fréquence des composantes alternatives de la tension et du courant n'est pas en général affectée par l'introduction, dans le circuit extérieur, de grandes capacités et inductances, de sorte que les couches apparaissent comme une propriété intrinsèque de la décharge. Nous remarquons que, d'habitude, le graphique de la fréquence des couches en fonction des paramètres de la décharge ne peut pas être représenté simplement par une courbe continue, puisque les couches passent brusquement d'un mode d'oscillation à un autre.

En général, l'apparition des couches peut être provoquée par une augmentation locale de la concentration des porteurs de charge, ou par une accentuation locale d'une chute de potentiel dans la colonne positive. Ainsi, si l'on introduit dans la colonne un écran, perpendiculairement à celle-ci, pourvu d'un petit orifice ou si le tube de décharge est resserré, on fait apparaître une stratification s'étendant en direction de l'anode. Le même effet s'obtient également par l'introduction dans la colonne d'une sonde à un potentiel suffisamment négatif (≈ -300 V). Une expérience intéressante consiste en l'intersection de deux décharges dans un tube en forme de croix; si nous amorçons une seule décharge, dans certaines conditions la colonne est homogène, mais si nous amorçons également la seconde

décharge, on crée des couches vers l'anode à partir du point d'intersection des deux colonnes, une accumulation de charges s'y produisant. Des expériences intéressantes ont été effectuées pour étudier l'influence de l'effet de cathode concave (*hollow*) sur la formation des couches.

Dans la colonne stratifiée, le champ électrique longitudinal, la température et la concentration des électrons varient périodiquement le long de la colonne en même temps que la luminosité du gaz. Analysons d'abord les couches fixes, qui se forment d'habitude dans des gaz moléculaires ou dans des mélanges de gaz monoatomiques avec certains gaz moléculaires. Ces couches, en général convexes vers la cathode, à cause de l'effet de la charge d'espace négative des parois, suivent la forme de la surface équipotentielle de la colonne; elles sont d'habitude bien délimitées et brillantes vers la cathode (ou après tout autre obstacle de la décharge: sonde, changement brusque du diamètre du tube, etc.), devenant de plus en plus diffuses et de moins en moins lumineuses vers l'anode. Les mesures du champ électrique dans la couche, effectuées à l'aide de la déviation d'un faisceau électronique transversal ou à l'aide de sondes, conduisent aux distributions du champ et du potentiel reproduites figure 157. On voit ainsi qu'à l'extrémité cathodique de chaque couche il se produit un saut de potentiel; ceci peut aussi être mis en évidence en mesurant les variations de la tension sur le tube à courant constant, en déplaçant l'anode le long de la colonne positive. Comme on le constate à l'aide de sondes, ce saut de potentiel survient dans une couche double de Langmuir, devant l'extrémité cathodique de la couche, la charge d'espace étant négative ($d^2V/dx^2 > 0$) et devenant ensuite rapidement positive ($d^2V/dx^2 < 0$). L'épaisseur de l'extrémité de la couche est en effet de l'ordre de celle prévue par la théorie de la double couche de charge d'espace où il existe une chute de potentiel de l'ordre du potentiel d'ionisation du gaz.

Il existe une grande similitude entre les phénomènes qui ont lieu dans la couche et ceux qui se produisent dans les régions cathodiques de la décharge (espace de la chute cathodique, leur négative et espace sombre de Faraday). Dans la double couche de charge d'espace, les électrons acquièrent une vitesse suffisante pour produire une excitation et une ionisation intense du gaz. À mesure que ces électrons s'éloignent de l'extrémité cathodique de la couche, leur énergie cinétique diminue et, avec elle, l'excitation et l'ionisation du gaz; les pertes importantes de porteurs de charge par recombinaison en volume et par diffusion radiale aux parois entraînent une diminution de la concentration d'électrons et d'ions. Le courant électronique est déterminé par le champ électrique très faible et surtout par le gradient de concentration élevée. Les électrons qui arrivent jusqu'à l'extrémité de la couche suivante sont de nouveau accélérés dans la chute de potentiel de l'extrémité cathodique de cette couche et tout le processus se répète. L'épaisseur de la couche de plasma entre les extrémités de deux couches consécutives peut se

déduire de considérations semi-quantitatives par analogie avec la théorie de la longueur de l'espace sombre de Faraday. Ainsi, considérant que la génération des électrons et des ions se produit pratiquement à l'extrémité cathodique de la couche et tenant compte des pertes par diffusion à la paroi, la concentration des porteurs de

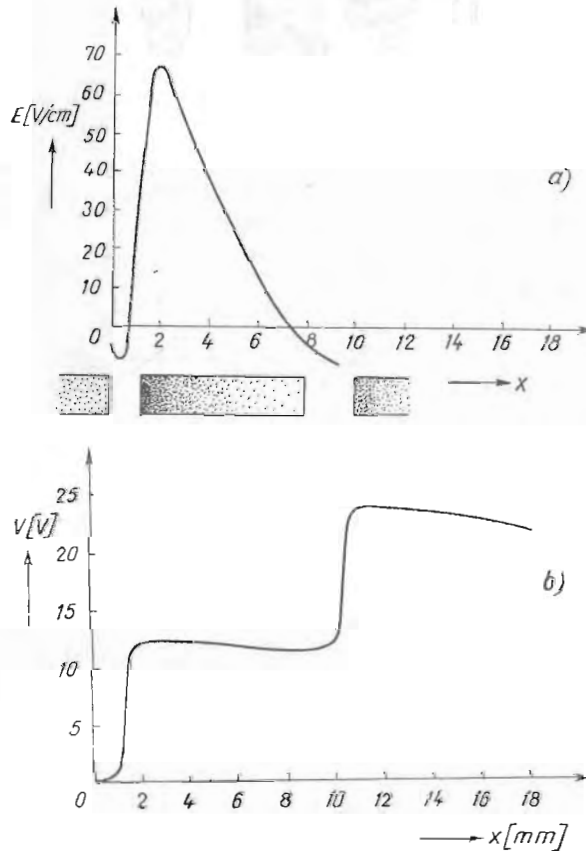


Fig. 157. — Distribution du champ électrique dans la couche, mesurée par la déviation du faisceau électronique (a), et distribution du potentiel, mesurée à l'aide de sondes (b), dans l'hydrogène.

charge diminue dans les directions radiale (r) et axiale (x) approximativement selon la loi $J_0 (2,4 r/R) \exp (-2,4 x/R)$. Une expression beaucoup plus compliquée, contenant des fonctions elliptiques, s'obtient si l'on prend aussi en considération la recombinaison de volume.

Les données expérimentales montrent qu'en général le saut de potentiel ΔV entre deux couches voisines diminue à mesure que la densité du courant augmente, atteignant une valeur constante, indé-

pendante de la pression du gaz et du rayon du tube. Dans les gaz rares, où quelques couches seulement se forment à l'extrémité cathodique de la colonne positive, $\Delta V = 20$ V pour l'hélium, 18,5 V

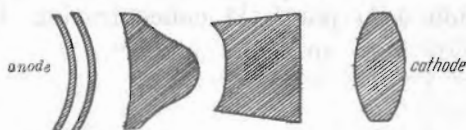


Fig. 158. — Quelques types de couches fixes dans l'hydrogène.

pour le néon et 11,9 V pour l'argon, tandis que pour le mercure $\Delta V \approx 5$ V. En ce qui concerne la distance λ entre les couches, celle-ci dépend de manière compliquée de la densité du courant,

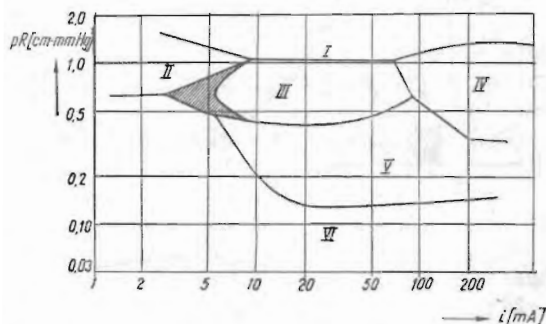


Fig. 159. — Conditions de formation des couches dans l'hydrogène :

I — domaine sans couches; *II* — plaques diffuses; *III* — plaques, tendance à la formation de couches épaisses par paires; *IV* — plaques inclinées; *V* — couches épaisses; *VI* — couches épaisses diffuses.

mais la relation empirique entre le rayon du tube et la pression du gaz est relativement simple, $\lambda/R = C/(pR)^m$, satisfaisant au principe de similitude (la puissance $m \approx 0,5$; pour l'hydrogène, par exemple, $m = 0,53$).

La stratification de la colonne est fortement influencée par la pureté du gaz, l'état de surface des parois, le diamètre du tube et, en général, les conditions de la décharge. Quelques types de couches observées dans l'hydrogène sont schématiquement représentés figure 158; leur couleur est rouge, blanche ou bleue, variant souvent à l'intérieur d'une même couche. Une classification dans le diagramme (i, pR) des différentes formes de couches apparaissant dans l'hydrogène est reproduite figure 159. Mentionnons qu'en général les couches fixes disparaissent à des densités du courant supérieures à 10^{-2} A/cm². Notons encore que, à l'encontre des gaz moléculaires, où les couches fixes sont uniformément distribuées le long de la colonne, dans les

gaz inertes purs apparaissent, dans certaines conditions, des couches qui deviennent de plus en plus estompées, de l'extrémité cathodique de la colonne positive à l'anode.

Dans ce qui suit nous ferons quelques considérations concernant les couches mobiles. Ces couches se forment aussi dans des gaz moléculaires, mais elles ont été plus amplement étudiées surtout dans les gaz rares. Ce type de couches disparaît pour des densités de courant cent fois plus grandes ($j > 1 \text{ A/cm}^2$) que la valeur nécessaire à la disparition des couches fixes.

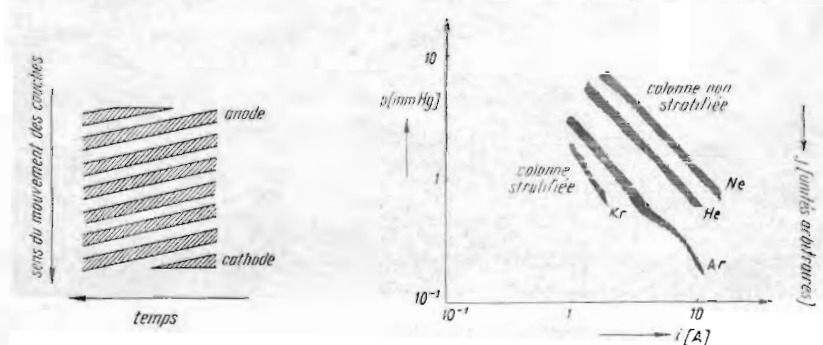


Fig. 160. — Couches mobiles mises en évidence par la méthode du miroir tournant.

Fig. 161. — Courant et pression limites de formation des couches mobile: ($R = 1,5-5 \text{ cm}$).

Selon leur aspect et leur structure électrique, les couches mobiles ont des propriétés de plasma d'arc de basse tension mobile, représentant des « sphères de feu » (voir §§ 12,15) successives, qui se déplacent à une grande vitesse de l'anode vers la cathode; ce processus représente le passage d'une onde d'ionisation et non pas le déplacement même des particules du plasma.

La mesure de la vitesse v , de la distance entre les couches λ et de la fréquence f s'effectue par différentes méthodes. La plus simple est de photographier le tube par réflexion à l'aide d'un miroir plan qui tourne autour d'un axe parallèle à la direction du mouvement des couches (fig. 160). Une autre méthode est d'analyser la lumière d'une petite section du tube par un photomultiplicateur connecté à un oscillographe. Le photomultiplicateur enregistre, dans chaque position, la variation dans le temps de l'intensité lumineuse, ce qui permet de déterminer la fréquence des couches. En déplaçant le photomultiplicateur le long de la colonne, les oscillations enregistrées sur l'oscillographe changent de phase et de forme, ce qui permet de déterminer la vitesse des couches, leur amplification ou leur amortissement.

Les expériences indiquent qu'il y a une pression limite d'existence des couches mobiles, liée au courant limite par une relation

hyperbolique $p_{\text{lim}} \cdot i_{\text{lim}} = C^{\text{te}}$, comme on le voit figure 161 [458]. Mentionnons toutefois également l'existence d'autres régions sans stratification, comme on peut en trouver, par exemple, dans l'hélium et le néon pour de faibles courants, de l'ordre de 1 mA et à des pressions de presque 1 mmHg.

La formation de couches mobiles peut être provoquée même

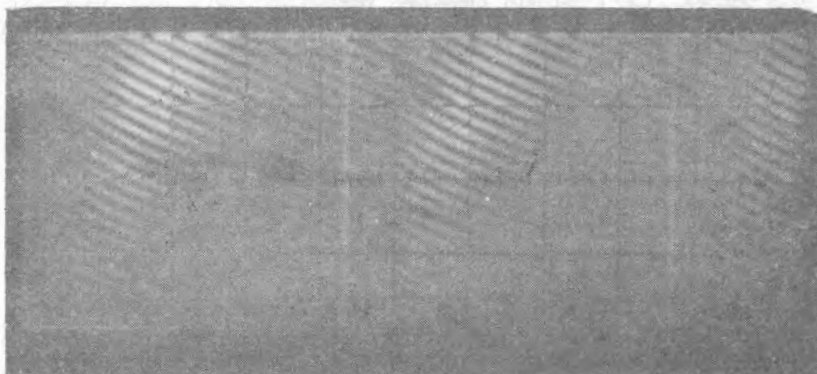


Fig. 162. Oscillogramme d'une onde de stratification.

dans des conditions où elles ne se forment pas spontanément, par l'introduction d'une perturbation périodique (par exemple un signal sinusoïdal à la cathode). La fréquence des oscillations externes appliquées doit tout de même se rapprocher de la fréquence optimale; dans le cas contraire les couches sont fortement atténuées. Si dans une décharge calme on introduit une perturbation aperiodique abrupte (par exemple une impulsion de tension ou un saut de courant), les couches apparaissent sous la forme d'un processus transitoire, dénommé onde de stratification [466], [467]; la formation de cette onde de stratification est similaire à la formation d'ondes provoquée par une impulsion extérieure sur la surface de l'eau. L'onde de stratification se propage à partir de la cathode ou à partir de l'endroit où la colonne positive est perturbée, vers l'anode, avec une vitesse de groupe allant de 30 m/s à $3 \cdot 10^4$ m/s. Sur la figure 162 est reproduit un diagramme de l'onde de stratification; il a été obtenu à l'aide d'une méthode de télévision d'après les oscillogrammes de l'intensité lumineuse, pris dans différents endroits de la colonne positive à l'aide d'un photo-multiplicateur [484]. Sur cette figure, en ordonnée est portée la distance à l'origine de l'onde, et le temps est enregistré en abscisse. La pente de chaque courbe est égale à la vitesse de phase, v , des couches mobiles, tandis que la pente de la droite qui passe par les maximums des ondes représente la vitesse de groupe v^* . La vitesse de phase d'une couche de l'onde peut avoir la direction de l'anode vers la cathode (dans les gaz rares), ou le sens inverse (dans H_2 et D_2), sa valeur absolue étant en général comprise dans l'intervalle $(v^*, v^*/10)$. A la lumière de ces considérations, on peut interpréter

les couches mobiles spontanées comme étant une onde de stratification amplifiée qui se répète sans cesse à la suite d'un mécanisme de feed-back. Les perturbations causées par les échos individuels, à cause d'un couplage imparfait, ont été décrites comme couches négatives [464].

Considérons une colonne suffisamment longue, pour que les effets aux extrémités puissent être négligés. La fréquence des couches est liée à leur longueur d'onde et à leur vitesse par la relation

$$f = v/\lambda. \quad (14.102)$$

On observe pendant les expériences une variation de v le long de la colonne, ainsi qu'une variation dans le temps au même endroit,

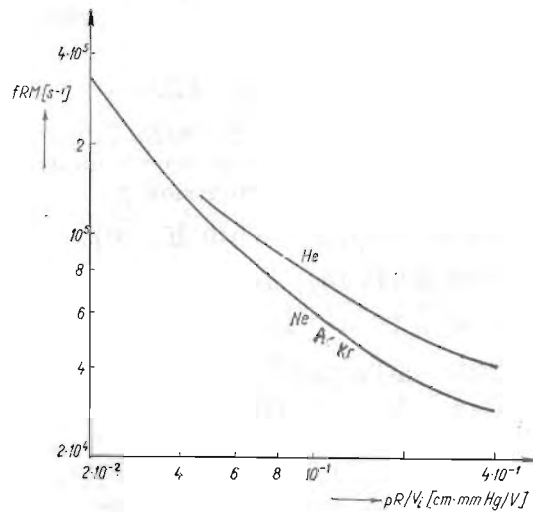


Fig. 163. — Relation entre la fréquence et la pression et le rayon du tube (M et V_i sont respectivement la masse et le potentiel d'ionisation des atomes du gaz).

effet qui est probablement lié à la non-linéarité des ondes. Les données expérimentales permettent d'établir une série de relations empiriques telles que [458]

$$\lambda/R = F(pR, i/R), \quad (14.103)$$

$$fR = \Phi(pR), \quad (14.104)$$

la fréquence f variant légèrement avec le courant i . De même, les produits fRM et pR/V_i sont reliés par une expression de type hyperbolique, comme on le voit figure 163.

Mentionnons qu'en supposant un rapport constant (de l'ordre de quelques unités) entre la longueur de la couche et le rayon du tube

$$\lambda = AR, \quad (14.105)$$

les équations (14.102) et (14.104) sont identiques, la vitesse des couches étant donnée par

$$v = A \mathcal{A}(pR). \quad (14.106)$$

Comme $p \sim 1/e$, la dernière expression montre que la vitesse dépend du rapport entre le rayon du tube et le libre parcours moyen.

Mentionnons qu'on a observé pour une onde de stratification une relation simple $E\lambda = C^{te}$, entre le champ électrique et la longueur d'onde, lorsque le courant de décharge est réduit (\sim mA) [482].

On peut donner une explication de la relation empirique entre M et V_i en supposant que la vitesse des couches est déterminée par la mobilité des ions dans le champ électrique longitudinal, donc égale (ou proportionnelle) à la vitesse de dérive des ions; en considérant le saut de potentiel entre les couches égal au potentiel d'ionisation et en utilisant (15.105), nous avons

$$v = \mu E = \mu V_i / AR. \quad (14.107)$$

En tenant compte de ce que pour les gaz rares la valeur de la mobilité à la pression atmosphérique est approximativement donnée par $\mu_0 \approx 4M_{Ne}/M$, nous avons, à la pression p ,

$$\mu = 760 \mu_0 / p = 3\,040 M_{Ne} / Mp, \quad (14.108)$$

de sorte que la vitesse (14.107) devient

$$v = 3\,040 V_i M_{Ne} / ARMp \quad (14.109)$$

ou, en tenant compte de l'égalité $M_{Ne} = 20,2$ u.a., en éliminant v entre (14.102) et (14.109) et en prenant en considération (14.105), on obtient [470]

$$fRM = 6,14 \cdot 10^4 A^{-2} / (pR/V_i). \quad (14.110)$$

Cette dernière relation traduit, d'une manière générale, les données expérimentales représentées figure 163.

Des recherches effectuées dans des gaz moléculaires, où apparaissent aussi bien des couches fixes (stables) que des couches mobiles, montrent qu'il existe une liaison étroite entre leurs propriétés. Ainsi, les grandeurs qui dépendent de la fréquence des couches telles que l'amplification, la longueur d'onde λ , la vitesse de groupe

$$v^* = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda} = -\lambda^2 \frac{df}{d\lambda}, \quad (14.111)$$

extrapolées à la fréquence nulle, sont en bon accord avec les valeurs de ces grandeurs déterminées pour les couches fixes (fig. 164) [474]. Les couches fixes peuvent être considérées comme des couches mobiles à vitesse de phase nulle; mais, jusqu'ici, aucune théorie satisfaisante n'a été élaborée à cet égard.

Le mécanisme physique de formation des couches représente une chaîne fermée de phénomènes de diffusion, de création de charge

d'espace et d'ionisation par les électrons accélérés dans le champ électrique de la charge d'espace. Une théorie quantitative détaillée des couches n'a pas encore été élaborée, bien que quelques relations aient été trouvées entre les paramètres du plasma de la colonne positive, les paramètres des couches mobiles et de l'onde de stratification.

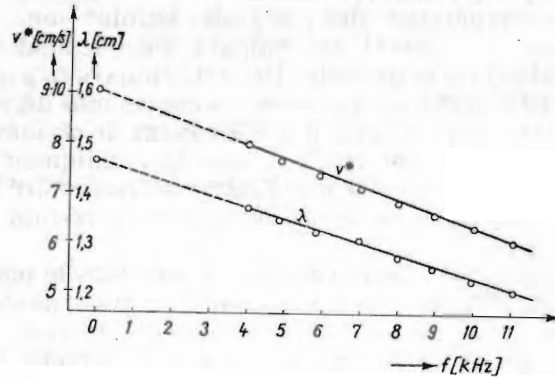


Fig. 164. — Longueur d'onde des couches et vitesse de groupe dans l'hydrogène en fonction de la fréquence.

Les difficultés résident dans la complexité du phénomène et dans la nécessité d'utiliser une théorie non linéaire, les amplitudes d'oscillation étant très importantes. Mais, en général, les recherches expérimentales montrent que l'apparition de la stratification se produit seulement aux pressions pour lesquelles le libre parcours moyen des électrons et des ions positifs est petit par rapport au rayon du tube. C'est pour cela que la théorie de la stratification doit être en substance une théorie de diffusion. Les recherches théoriques utilisent les équations de continuité des électrons et des ions (qui tiennent compte de la diffusion et de l'ionisation), l'équation de bilan énergétique pour les électrons et l'équation de Poisson ; pour certaines conditions, des solutions périodiques de ces équations peuvent être identifiées aux couches de la colonne positive.

§ 15. LE PLASMA DE L'ARC DE BASSE TENSION

Comme on l'a montré au § 12, l'arc de basse tension (arc à cathode chauffée de l'extérieur) peut fonctionner avec un potentiel anodique de quelques volts seulement qui, en certains cas, peut être même nul ou négatif. De nombreuses recherches ont été effectuées afin d'expliquer le mécanisme par lequel des tensions de maintien aussi basses peuvent entretenir l'intense ionisation en volume qui se produit dans le plasma de ces décharges. En général, c'est un fait établi que le faisceau électronique quasi monoénergétique, injecté dans le plasma à travers la couche accélératrice de la chute cathodique, est rapidement thermalisé à la suite d'interactions multiples

produites dans le plasma. Le mécanisme le plus important de thermalisation consiste en la transformation de l'énergie cinétique du faisceau d'électrons en énergie d'oscillations longitudinales du plasma (voir § 18), l'arc de basse tension assurant la condition classique de l'instabilité du type faisceau électronique — plasma ($\partial f_e(v)/\partial v < 0$). Par conséquent, la température des électrons du plasma devient bien supérieure à la température des particules lourdes (ions, atomes neutres), atteignant en général des valeurs sensiblement plus élevées que la température de la cathode. Des déterminations par sondes solides et des mesures spectrographiques du continuum dû aux recombinaisons radiatives, par exemple dans la vapeur de césium à des pressions relativement élevées ($p_{Cs} \geq 1$ mmHg), indiquent des valeurs T_e de l'ordre de 2 000–3 000°K; T_e peut atteindre 10⁴°K et même plus à des pressions plus réduites de vapeur de césium ou dans des gaz rares.

Le mécanisme de l'ionisation en volume dans le plasma de l'arc de basse tension est en général compliqué; aussi dans ce qui suit nous ne discuterons que de quelques modèles, dans lesquels prédomine un seul des processus d'ionisation qui peuvent y avoir lieu. Ainsi, dans les gaz rares [388], la haute température des électrons du plasma justifie la prépondérance de l'ionisation directe du gaz par collisions avec les électrons de grande énergie présents dans la queue de la distribution maxwellienne. Par contre, le plasma de basse température de vapeur de césium (de métaux alcalins, en général) ne peut être entretenu que par l'action de certains processus intenses d'ionisation cumulative, où les niveaux de résonance jouent un rôle très important.

a) *Le plasma de l'arc de basse tension dans les gaz rares.* Nous supposons, pour simplifier, que la température des électrons d'un plasma plan et parallèle est constante. La production des ions sera calculée dans le modèle de l'ionisation par choc électronique direct et les pertes de porteurs de charge seront supposées n'exister qu'aux bords adjacents des électrodes (la recombinaison en volume sera négligée). En utilisant les équations du flux de particules et les équations de continuité, on déduira des expressions pour la température électronique, la distribution de la densité des électrons et la distribution de potentiel dans le plasma lumineux [388].

Dans le cas unidimensionnel considéré, on écrit les équations de la densité du flux de particules ($n_e = n_p = n$)

$$\begin{aligned}\Gamma_e &= -n\mu_e E - D_e \frac{dn}{dx}, \\ \Gamma_p &= n\mu_p E - D_p \frac{dn}{dx}\end{aligned}\tag{15.1}$$

et les équations de continuité

$$\frac{d\Gamma_e}{dx} = \frac{d\Gamma_p}{dx} = \nu_i n,\tag{15.2}$$

où ν_i est le nombre moyen d'ionisations par choc direct effectuées par un électron en une seconde ; son expression est donnée par (14.15). En éliminant de (15.1) le champ électrique E et en utilisant (15.2) nous obtenons l'équation du profil de la densité des porteurs de charge dans le plasma

$$\frac{d^2 n}{dx^2} + Gn = 0 \quad (15.3)$$

où

$$G = \frac{\nu_i}{D_a} \quad (15.4)$$

et D_a est le coefficient de diffusion ambipolaire

$$D_a = \frac{\mu_e D_p + \mu_p D_e}{\mu_e + \mu_p} \approx D_p + \frac{\mu_p}{\mu_e} D_e \quad (15.5)$$

($\mu_e \gg \mu_p$). La solution de l'équation (15.3) est fournie par

$$n = C_1 \cos(G^{1/2} x + C_2). \quad (15.6)$$

Pour l'évaluation des constantes C_1 et C_2 , on utilisera à la limite cathodique du plasma les conditions suivantes :

$$\left(\frac{\Gamma_p}{\Gamma_e}\right)_{x=0} = - \left(\frac{m_e}{m_p}\right)^{1/2} = - \frac{\mu_p}{\mu_e}, \quad (15.7)$$

relation qui découle de l'existence de la couche double de Langmuir séparant le plasma de la cathode, et

$$(E)_{x=0} = - \frac{kT_e}{el_e}. \quad (15.8)$$

La dernière condition définit de façon convenable le champ à la limite du plasma comme ayant une valeur correspondant à l'égalité entre l'énergie acquise par un électron sur un libre parcours moyen et son énergie thermique. Il est évident que, à mesure que nous avançons dans la couche de charge d'espace, le champ électrique dépasse de plus en plus cette valeur ; alors les conditions d'existence du plasma ne sont plus vérifiées.

En éliminant le champ E de (15.1), nous obtenons

$$\frac{dn}{dx} = - \frac{\Gamma_e}{D_a} \left(\frac{\mu_p}{\mu_e} + \frac{\Gamma_p}{\Gamma_e} \right), \quad (15.9)$$

ce qui entraîne avec (15.7) $x = 0$, $dn/dx = 0$, donc $C_2 = 0$.

En éliminant dn/dx de (15.1) et en utilisant la relation d'Einstein $D/\mu = kT/e$, on obtient

$$n = \frac{kT_e}{eE} \frac{\Gamma_e}{D_a} \left(\frac{\Gamma_p}{\Gamma_e} - \frac{\mu_p}{\mu_e} \frac{T_p}{T_e} \right). \quad (15.10)$$

En utilisant les deux conditions aux limites (15.7) et (15.8), nous

aurons pour la densité du plasma à sa limite cathodique ($x = 0$) l'expression

$$(n)_{x=0} = C_1 = \frac{l_e \Gamma_e}{D_a} \frac{\mu_p}{\mu_e} \left(1 + \frac{T_p}{T_e}\right) \approx \frac{l_e \Gamma_e}{D_a} \frac{\mu_p}{\mu_e}. \quad (15.11)$$

Donc la distribution de concentration des porteurs de charge dans le plasma s'exprime par

$$n = \frac{l_e \Gamma_e}{D_a} \frac{\mu_p}{\mu_e} \cos G^{1/2} x. \quad (15.12)$$

En égalant la dérivée de n par rapport à x de (15.12), avec sa valeur fournie par (15.9), on obtient

$$\frac{\Gamma_p}{\Gamma_e} = \frac{\mu_p}{\mu_e} (l_e G^{1/2} \sin G^{1/2} x - 1). \quad (15.13)$$

En portant ces deux dernières expressions dans (15.10) on obtient le champ électrique dans le plasma

$$E = \frac{kT_e}{el_e} \frac{l_e G^{1/2} \sin G^{1/2} x - 1}{\cos G^{1/2} x}, \quad (15.14)$$

une intégration fournit la distribution du potentiel

$$V = -\frac{kT_e}{e} \left[\frac{1}{l_e G^{1/2}} \ln \operatorname{tg} \frac{1}{2} \left(G^{1/2} x + \frac{\pi}{2} \right) + \ln \cos G^{1/2} x \right]. \quad (15.15)$$

Pour déterminer la quantité G qui apparaît dans les expressions déduites plus haut nous imposerons à la limite anodique du plasma une condition semblable à (15.8), soit

$$(E)_{x=d} = \frac{kT_e}{el_e}, \quad (15.16)$$

de sorte que, en utilisant (15.14), on obtient la relation

$$l_e G^{1/2} \sin G^{1/2} d = 1 + \cos G^{1/2} d \quad (15.17)$$

qui détermine la constante G en fonction du libre parcours moyen l_e et de l'épaisseur du plasma d . Les valeurs de la grandeur $\theta = G^{1/2} d$ sont dans l'intervalle $(0, \pi/2)$; les variations de cette grandeur en fonction du paramètre l_e/d sont reproduites figure 165. Une bonne approximation de cette courbe est fournie par l'expression $\theta = 1,35 (d/l_e)^{1/2}$. En utilisant (15.4) et l'expression de v_i donnée par (14.15), on déduit une relation similaire à (14.51), obtenue dans le cas de la colonne positive, soit

$$\left(\frac{eV_i}{kT_e}\right)^{1/2} \left(\frac{eV_i}{kT_e} + 2\right)^{-1} \exp\left(\frac{eV_i}{kT_e}\right) = \frac{6,8 \cdot 10^7}{\theta^2} c^2 p^2 d^2, \quad (15.18)$$

où la constante $c^2 = aV_i^{1/2}/\mu_p$ dépend seulement de la nature du gaz (voir le tableau 20, § 14).

La dernière relation détermine la température des électrons dans le plasma en fonction des constantes du gaz, de la pression et de la distance entre les électrodes. Quelques solutions de cette équation sont données figure 166 ; on voit que le facteur géométrique θ n'a pas une influence notable pour de grandes valeurs de cpd . Des

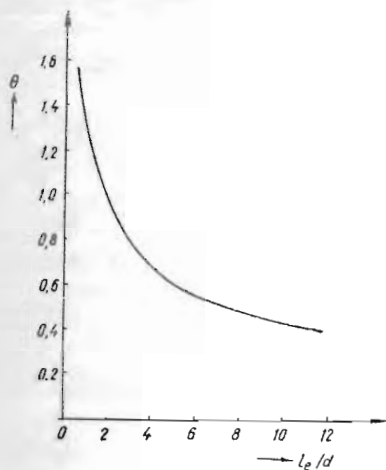


Fig. 165. Variation de l'angle $\theta = G^{1/2} d$ en fonction de l_e/d , conformément à l'équation (15.17).

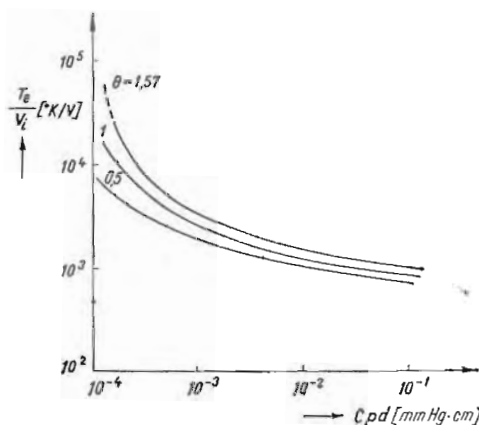


Fig. 166. Variation du rapport T_e/V_i en fonction du paramètre cpd .

mesures effectuées à l'aide de sondes confirment en général les températures électroniques qui résultent de ce graphique ; des valeurs numériques pour l'arc de basse tension dans le xénon sont données tableau 21.

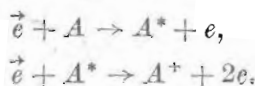
Tableau 21. Comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux pour le xénon

p mmHg	l_e cm	d cm	l_e/d	θ	cpd	T_e ca lc. °K	T_e exp. °K
0,1	3,33	1,0	3,33	0,75	$8,1 \cdot 10^{-3}$	13 800	13 360
1,0	0,66	0,5	1,32	1,2	$4,1 \cdot 10^{-2}$	11 500	13 900
2,1	0,33	0,5	0,66	1,57	$8,5 \cdot 10^{-2}$	10 300	11 100
3,0	0,22	0,5	0,44	1,57	$1,2 \cdot 10^{-1}$	9 800	8 700

b) *Le plasma de basse température de la vapeur de césium; processus d'ionisation cumulative.* Le mécanisme d'ionisation décrit antérieurement peut être également prédominant dans le plasma de césium pour des pressions et des températures de l'émetteur faibles ; dans ce cas, il faut une température plus élevée des électrons dans le plasma, de l'ordre de 6 000—10 000 °K, pour entretenir une ionisa-

tion efficace [486]. Lorsque la pression de la vapeur de césium augmente au-dessus de 1 mmHg environ, la température des électrons dans le plasma diminue jusqu'à 2 000–3 000°K [486], valeur insuffisante pour expliquer les valeurs élevées du courant de décharge et de la concentration du plasma (10^{13} – 10^{14} cm⁻³). Nous présenterons brièvement, afin de clarifier cette question, quelques processus d'ionisation cumulative.

Considérons d'abord le processus d'ionisation cumulative, par collisions électroniques successives



Tout comme pour (14.15), on obtient le nombre de processus d'excitation atomique dans l'état x , effectués par électron par seconde

$$\nu_x = a_x p \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \left(V_x + \frac{2kT_e}{e} \right) \exp \left(-\frac{eV_x}{kT_e} \right). \quad (15.19)$$

A l'équilibre, la population N_x de l'état excité x est donnée par

$$N_x = n \nu_x \tau_x, \quad (15.20)$$

où τ_x est le temps de vie effectif de l'état excité considéré.

Le nombre d'ions engendrés à partir de l'état excité x par électron par seconde est, de façon similaire à (15.9),

$$\nu_{xi} = a_{xi} p_x \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \left(V_i - V_x + \frac{2kT_e}{e} \right) \exp \left[-\frac{e(V_i - V_x)}{kT_e} \right], \quad (15.21)$$

où

$$p_x = \frac{N_x}{3,56 \cdot 10^{14}} \frac{T_0}{273} \quad (15.22)$$

est la pression réduite aux conditions normales des atomes dans l'état x .

Pour avoir une mesure directe de l'importance relative des processus d'ionisation par collision électronique en deux étapes et directe, considérons le rapport ν_{xi}/ν_i qui, après introduction de la valeur des diverses constantes, s'exprime ainsi :

$$\frac{\nu_{xi}}{\nu_i} = 1,76 \cdot 10^{-11} \frac{a_x a_{xi}}{a} n \tau_x T_e^{1/2} \frac{\left(V_x + \frac{2kT_e}{e} \right) \left(V_i - V_x + \frac{2kT_e}{e} \right)}{\left(V_i + \frac{2kT_e}{e} \right)}. \quad (15.23)$$

Considérons d'abord ce rapport pour des états excités habituels lorsque $\tau_x \approx 10^{-8}$ s. Si l'on prend comme exemple $n = 10^{13}$ cm⁻³, $T_e = 10^4$ °K, $a_{xi} \approx a_x \approx a$ et si l'on considère la décharge dans le xénon ($V_x = 8,5$ V, $V_i = 11,5$ V), on obtient $\nu_{xi}/\nu_i = 10^{-4}$. Le pro-

cessus considéré en deux étapes est négligeable pour les états excités habituels. Par contre, dans le cas des états métastables, τ_x peut être de l'ordre 10^{-4} s, de sorte que la contribution des deux processus est d'égale importance, et pour des valeurs plus grandes de la densité des électrons, le processus cumulatif peut même prédominer.

Considérons dans ce qui suit le plasma de basse température électronique de vapeur de césium. Dans ces conditions, l'intensité de la raie de résonance du plasma lumineux est bien plus forte que l'intensité du rayonnement visible. Ce fait expérimental attire l'attention sur l'importance des niveaux de résonance $6^2P_{1/2}$ et $6^2P_{3/2}$ localisés respectivement à 1,38 V et 1,45 V au-dessus du niveau fondamental $6^2S_{1/2}$. La durée de vie naturelle de ces niveaux est de l'ordre de 10^{-8} s, mais la durée effective de vie peut être de quelques ordres de grandeur plus élevée, ceci étant dû au processus de transfert résonnant de rayonnement. Donc, dans l'arc de basse tension dans la vapeur de césium, à des pressions et des densités de courant relativement élevées, il est possible d'expliquer le mécanisme d'ionisation en volume par le processus cumulatif discuté plus haut [325]. Dans ce cas, les équations de continuité s'écriront sous la forme

$$\frac{d\Gamma_e}{dx} = \frac{d\Gamma_p}{dx} = \sigma n^2 - \rho n^2, \quad (15.24)$$

où l'on a tenu compte du fait que (15.21) conduit à $v_{xi} \sim n$; on y a également introduit les pertes par recombinaison en volume (ρ), compte tenu des densités de courant élevées et des grandes concentrations de charges considérées.

En utilisant les équations de flux de particules (15.1) et les équations de continuité (15.24), nous aurons, au lieu de l'équation (15.3),

$$\frac{d^2n}{dx^2} + Hn^2 = 0, \quad (15.25)$$

où

$$H = \frac{\sigma - \rho}{D_a}. \quad (15.26)$$

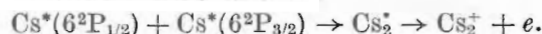
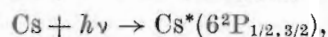
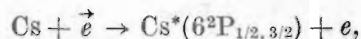
La solution de cette équation, avec les conditions à la limite cathodique du plasma $x = 0$, $n = n_0$, $dn/dx = 0$, s'exprime par une intégrale elliptique de première espèce. Une bonne approximation de cette solution peut s'écrire sous la forme

$$n = n_0 \cos [0,913 (Hn_0)^{1/2} x], \quad (15.27)$$

expression formellement similaire à celle déduite pour l'ionisation par chocs électroniques directs.

Un autre mécanisme d'ionisation cumulative, dans les conditions d'un processus intense de capture du rayonnement de résonance,

consiste en la formation d'un ion moléculaire Cs_2^+ par collision entre deux atomes excités sur les niveaux de résonance, conformément aux réactions



Des recherches concernant le plasma de césium à basse température électronique et à haute pression [487], [488] ont confirmé l'efficacité de ce processus d'ionisation cumulative. On a également établi dans ces travaux que le processus d'excitation des niveaux de résonance est dominé, à basse température de la cathode, par des collisions électroniques et, à haute température de la cathode, par l'absorption de la radiation de résonance (le spectre de l'énergie rayonnée par la cathode dans le domaine des températures élevées — au-dessus de 1800°K — est très intense pour les longueurs d'onde correspondant aux raies de résonance du césium); pour une température de la cathode de 1550°K environ les deux processus d'excitation donnent des contributions égales.

En ce qui concerne la dernière réaction ci-dessus, nous constatons qu'elle est particulièrement favorable au point de vue énergétique: la somme des énergies d'excitation correspondant au doublet de résonance (1,38 eV et 1,45 eV) et de l'énergie de dissociation de Cs_2 ($\sim 0,35$ eV) est identique à l'énergie d'ionisation de Cs_2 ($\sim 3,17$ eV). La molécule Cs_2^* excitée sur un niveau électronique supérieur, formée par collision de deux atomes Cs^* (6^2P), assure des liaisons très faibles aux deux électrons de valence par rapport à la liaison d'un seul électron dans l'ion moléculaire Cs_2^+ ; par conséquent Cs_2^* se transforme spontanément, par auto-ionisation, en Cs_2^+ .

La section efficace d'ionisation Q_i de ce dernier processus est d'environ $1,45 \cdot 10^{-13}$ cm². Cette valeur importante a été déterminée en écrivant le bilan énergétique détaillé à l'équilibre thermodynamique et en utilisant une valeur du coefficient de recombinaison en volume donné par $\alpha_r = 2 \cdot 10^{-6} (1400/T_e)^{3/2}$ cm³s⁻¹. En négligeant les pertes par diffusion aux électrodes, le bilan des vitesses d'ionisation et de recombinaison en volume s'écrit

$$v_x Q_i N_x^2 = \alpha_r n^2, \quad (15.28)$$

où v_x est la vitesse thermique relative des atomes excités. La dernière équation donne, pour le rapport N_x/n , des valeurs de l'ordre de quelques unités, pour un plasma de césium à basse température.

Des mesures expérimentales récentes mettent en évidence ce mécanisme d'ionisation cumulative: les mobilités ioniques, mesurées dans des décharges en impulsions, montrent que Cs_2^+ est l'espèce ionique dominante [489]. A ce sujet, on doit ajouter aussi que pour des pressions moyennes et élevées de la vapeur, les ions de Cs^+ sont rapi-

dement convertis en ions moléculaires Cs_2^+ , probablement par des réactions exothermiques du type [494] $Cs_2^+ + C_{s,2} \rightarrow C_{s,2}^+ + Cs$.

En général, les processus d'ionisation des atomes alcalins ont lieu à la suite de l'excitation aussi bien des niveaux de résonance que des autres niveaux de la série principale, si l'énergie correspondante est fournie aux transitions $m^2S_{1/2} - n^2P_{1/2, 3/2}$. Celles-ci peuvent être facilement mises en évidence en éclairant par une source auxi-

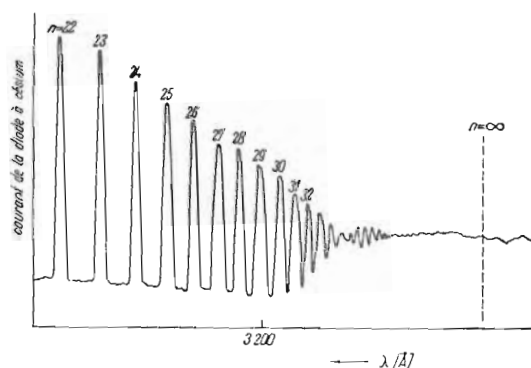
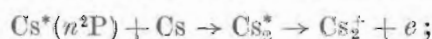


Fig. 167. Photo-ionisation de la vapeur de césium dans le domaine de longueurs d'onde de la série principale (la limite de la série, $n = \infty$, correspond au potentiel d'ionisation du césium, $V_i = 3,89 \text{ eV}$ ou $3 183 \text{ Å}$).

liaire une diode thermo-ionique contenant la vapeur étudiée et en enregistrant le courant limité par la charge d'espace électronique en fonction de la longueur d'onde du rayonnement de la source [490]—[493]. Un tel enregistrement dans le domaine de la limite de la série principale $6^2S_{1/2} - n^2P_{1/2, 3/2}$ du césium est reproduit figure 167. Les ions positifs, formés à la suite de l'excitation des différents niveaux, neutralisent partiellement la charge d'espace négative devant la cathode, ce qui amène une augmentation du courant électronique de la diode. Comme on l'a établi par des mesures de mobilité des ions dans la vapeur de césium [494], les ions moléculaires se forment pour des nombres quantiques plus petits que $n = 12$ environ, conformément à la réaction



dans le cas de l'excitation des niveaux supérieurs de la série principale, ainsi que dans le cas du domaine continu de la photo-ionisation atomique, ce sont les ions Cs^+ qui prédominent.

Ces mêmes processus d'ionisation peuvent être aussi stimulés dans des mélanges de vapeurs alcalines et d'espèces atomiques ayant des niveaux facilement peuplables et convenablement placés par rapport au seuil d'ionisation de l'atome alcalin ($Cs + Cd$, $Rb + Cd$, $Cs + K$, $Cs + Rb$, etc.). La figure 168 reproduit un spectre de photo-

ionisation dans le mélange Cs + 1% Cd, mettant en évidence l'ionisation du césium (énergie d'ionisation 3,89 eV ou 3 183 Å) lors de la collision avec des atomes de cadmium excités sur le niveau de résonance $3P_1$ (énergie d'excitation 3,78 eV ou 3 261 Å). Ce processus de collision de la seconde espèce est probablement favorisé aussi par transfert résonnant de rayonnement, entraînant une augmentation importante du temps effectif de vie par rapport au temps naturel de vie de ce niveau, dont la durée est déjà élevée ($2,5 \cdot 10^{-6}$ s). Une

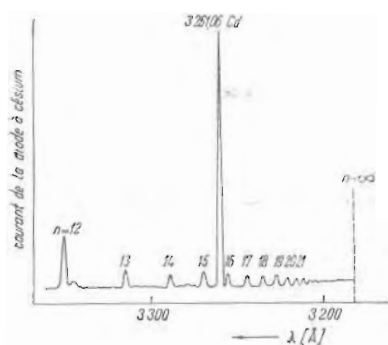


Fig. 168. Ionisation de la vapeur de césium en présence d'atomes excités de cadmium ($3P_1$). Par superposition est enregistré le spectre de photo-ionisation correspondant à la série principale du césium.

intense ionisation sensibilisée du césium se produit aussi dans les mélanges (Cs+K), (Cs + Rb), étant probablement due à une large superposition du continuum principal d'ionisation du césium avec la série principale du potassium (ou du rubidium).

Un processus important d'ionisation en volume à haute pression de vapeur de césium est la photo-ionisation de la molécule Cs_2 ($h\nu \geq 3,17$ eV); la section efficace de ce processus est de l'ordre de 10^{-17} cm² au voisinage de la limite de la série principale [495], [496], cette valeur étant beaucoup plus grande que la section efficace de photo-ionisation atomique directe dans la même région ($\sim 2 \cdot 10^{-19}$ cm²). La grandeur de ce continuum de photo-ionisation peut être mise en évidence en obturant la fenêtre d'entrée de la diode thermo-ionique, utilisée pour déterminer le spectre, à différentes longueurs d'onde convenablement choisies entre les raies de la série principale; figure 169, ce procédé est décrit pour un rapport des concentrations de Cs_2 et Cs d'environ $5,6 \cdot 10^{-3}$. Le calcul de la vitesse d'ionisation pour une distribution de l'énergie rayonnée du type solaire montre que, au-delà de pressions voisines de 1 mmHg de vapeur de césium, le processus de photo-ionisation moléculaire l'emporte sur celui qui se produit pour les raies de la série principale [496].

Généralement, on peut élargir considérablement le domaine d'existence de l'arc de basse tension (tensions d'allumage et de maintien plus basses) en utilisant un agent ionisant extérieur (photo-ionisation, bombardement électronique, décharges auxiliaires, bombardement avec des fragments de fission nucléaire, etc.).

c) *Théorie phénoménologique du plasma de l'arc de basse tension* [497]—[499]. Comme on l'a montré plus haut, il existe un grand nombre de processus pouvant engendrer des ions positifs dans le plasma de l'arc de basse tension. La mise en équation de ces processus par des équations différentielles de continuité, du type (15.2) ou (15.24), conduit à des résultats dont la validité est limitée par certaines conditions expérimentales. Dans ce qui suit, nous poserons cette équation sous la forme

$$j = j_e + j_p = C^{te}, \quad (15.29)$$

valable dans un plasma plan-parallèle, quels que soient les processus de production et de perte des porteurs de charge. En considérant l'axe Ox orienté de la cathode vers l'anode, les densités de courant électronique et ionique sont fournies par

$$j_e = en\mu_e E + e \frac{d}{dx} (D_e n), \quad (15.30)$$

$$j_p = en\mu_p E - e \frac{d}{dx} (D_p n). \quad (15.31)$$

Nous avons pris dans ces équations le coefficient de diffusion $D = \mu (kT/e)$ afin de tenir compte de la grande variation de la température des électrons et des particules lourdes dans le plasma. En

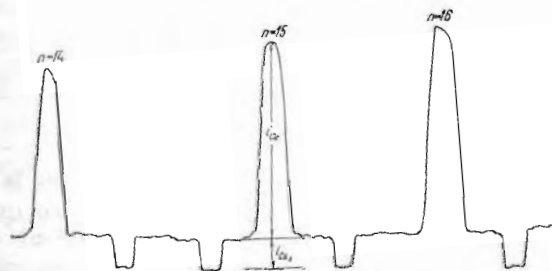


Fig. 169. Mise en évidence du continuum de la photo-ionisation moléculaire dans le domaine de la série principale du césium.

effet, les mesures du continuum de recombinaison dans le plasma de césium à basse température et haute pression [486] montrent que T_e varie de $\sim 2\,800^\circ\text{K}$ à la cathode jusqu'à $\sim 2\,000^\circ\text{K}$ à l'anode. De même, les mesures effectuées par des sondes dans le plasma de césium à haute température et à basse pression [485] mènent à une variation qui va de $\sim 10\,000^\circ\text{K}$ à la cathode, à $\sim 6\,000^\circ\text{K}$ à l'anode. Cette variation est en général, avec une bonne approximation, linéaire. La température des particules lourdes ($T_p = T_a$) a un profil intermédiaire entre celui de la cathode incandescente et celui de l'anode « froide ».

Les trois dernières équations conduisent à une équation différentielle du premier ordre, qu'on utilisera pour déterminer la densité du plasma, notamment

$$\frac{d}{dx} [n(D_e - D_p)] + E \frac{\mu_e + \mu_p}{D_e - D_p} [n(D_e - D_p)] = \frac{j}{e} \quad (15.32)$$

dont la solution exacte est

$$n(D_e - D_p) = \exp\left(-\int_0^x \frac{\mu_e + \mu_p}{D_e - D_p} E dx'\right) \times \\ \times \left[n_0(D_{e0} - D_{p0}) + \frac{j}{e} \int_0^x \exp\left(\int_0^{x'} \frac{\mu_e + \mu_p}{D_e - D_p} E dx''\right) dx'' \right] \quad (15.33)$$

où l'indice zéro correspond à la limite cathodique du plasma et x' et x'' sont les variables d'intégration. Puisque $D_e \gg D_p$ et $\mu_e \gg \mu_p$, avec une bonne approximation on peut considérer

$$\frac{\mu_e + \mu_p}{D_e - D_p} \approx \frac{\mu_e}{D_e} = \frac{e}{kT_e}, \quad (15.34)$$

ce qui revient à négliger le courant ionique dans le plasma par rapport au courant électronique ($|j_e| \gg |j_p|$). Nous considérerons également un champ E constant et une variation linéaire des températures

$$T_e = T_{e0} \left(1 - \frac{\Delta T_e}{T_{e0}} \frac{x}{d}\right), \quad (15.35)$$

$$T_p = T_{p0} \left(1 - \frac{\Delta T_p}{T_{p0}} \frac{x}{d}\right), \quad (15.36)$$

où $\Delta T = T_0 - T_d$ est la chute de température dans le plasma et d est son épaisseur, pratiquement égale à la distance qui sépare les électrodes. Dans cette approximation, le coefficient de diffusion $D_e = (1/3) l_e \bar{v}_e$ et la mobilité $\mu_e = D_e (e/kT_e)$ s'écrivent

$$D_e = D_{e0} \left(1 - \frac{\Delta T_e}{T_{e0}} \frac{x}{d}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{\Delta T_p}{T_{p0}} \frac{x}{d}\right), \quad (15.37)$$

$$\mu_e = \mu_{e0} \left(1 - \frac{\Delta T_e}{T_{e0}} \frac{x}{d}\right)^{-1/2} \left(1 - \frac{\Delta T_p}{T_{p0}} \frac{x}{d}\right).$$

En utilisant les cinq dernières relations, la solution (15.33) peut se poser sous une forme sans dimensions simple

$$v = \zeta_0^{-2} [\zeta_e - (1 - v_0) \zeta_e^{-(1+2\epsilon)}], \quad (15.38)$$

où

$$v = - \frac{eD_{e0}}{jd} \frac{\Delta T_e}{T_{e0}} (1 + \epsilon) \eta \quad (15.39)$$

est la concentration réduite ;

$$\varepsilon = - \frac{eEd}{k\Delta T_e} \quad (15.40)$$

représente la chute réduite du potentiel dans le plasma, et

$$\zeta_e = \left(1 - \frac{\Delta T_e}{T_{e0}} \frac{x}{d}\right)^{1/2}, \quad (15.41)$$

$$\zeta_g = \left(1 - \frac{\Delta T_g}{T_{g0}} \frac{x}{d}\right)^{1/2}$$

sont les distances réduites.

Nous remarquons que la distribution de la densité (15.38) peut avoir un maximum à l'intérieur du plasma, sa position étant donnée par la relation simple $v_m \zeta_m = 2/3$ dans le cas où $\Delta T_e/T_{e0} \approx \Delta T_g/T_{g0}$; en revenant aux anciennes grandeurs, nous avons

$$\frac{en_m D_{e0}}{jd} = \frac{2}{3} \frac{T_{e0}}{\Delta T_e} \left(1 - \frac{\Delta T_e}{T_{e0}} \frac{x_m}{d}\right)^{1/2} \quad (15.42)$$

(dans cette formule et dans les formules suivantes, la valeur absolue de la densité de courant est notée par j).

Dans ce qui suit, il est intéressant de séparer la grandeur $en_0 D_{e0}/jd$, qui joue un rôle important pour caractériser le plasma de l'arc à basse tension. Ainsi, en remplaçant dans la relation (15.38) les grandeurs x et n par leurs valeurs à la limite anodique du plasma, d et n_d , et compte tenu de

$$n_0 - n_d \left(1 - \frac{\Delta T_g}{T_{g0}}\right) \left(1 - \frac{\Delta T_e}{T_{e0}}\right)^{1/2+\varepsilon} \approx n_0$$

($n_d \ll n_0$, $\Delta T_g \ll T_{g0}$, $\Delta T_e \ll T_{e0}$), nous obtenons la relation

$$\frac{en_0 D_{e0}}{jd} = - \frac{1}{1+\varepsilon} \frac{T_{e0}}{\Delta T_e} \left[\left(1 - \frac{\Delta T_e}{T_{e0}}\right)^{1+\varepsilon} - 1 \right]. \quad (15.43)$$

En développant en série le binôme entre crochets, nous obtenons finalement

$$\frac{en_0 D_{e0}}{jd} = F\left(1, -\varepsilon, 2; -\frac{\Delta T_e}{T_{e0}}\right) \approx 1 - \frac{eEd}{2kT_{e0}}, \quad (15.44)$$

où $F(\alpha, \beta, \gamma; x)$ est la série hypergéométrique.

Une illustration de la solution (15.38), pour $\Delta T_e/T_{e0} \approx T_g/T_{g0}$ et $\varepsilon \ll 1/2$, est reproduite figure 170. Dans ces conditions, de (15.39) et (15.44) on tire $v = (n/n_0)(\Delta T_e/T_{e0})$ et $v_0 = \Delta T_e/T_{e0}$. Ce gra-

phique fait ressortir l'importance du processus de thermodiffusion pour la détermination du profil de la densité des porteurs de charge dans le plasma de l'arc à basse tension. Les mesures spectrographiques et les mesures à l'aide de sondes de la densité du plasma de césium

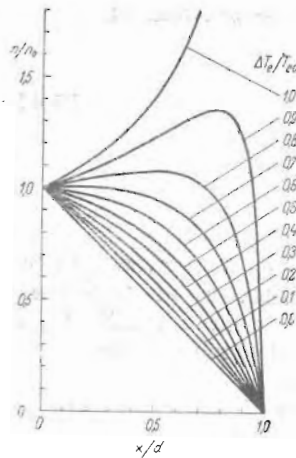


Fig. 170. Profil de la concentration des électrons dans un plasma plan-parallèle, pour le cas où $\Delta T_e/T_{e0} \approx \Delta T_0/T_{00}$ et $\varepsilon \ll 1/2$.

sont en bon accord avec les valeurs calculées à l'aide de l'équation (15.38).

Dans le cas d'un plasma lorentzien, les relations ci-dessus peuvent être facilement généralisées pour tenir compte de la présence d'un champ magnétique; dans ce but, les équations du flux de particules (15.30) et (15.31) doivent s'écrire sous une forme vectorielle, et les grandeurs μ et D doivent être remplacées par les tenseurs correspondants [022], [036], [040]. Donc pour le plasma plan-parallèle, infini latéralement, on peut étudier l'influence d'un champ magnétique transversal, B , en remplaçant D_e par

$$D_e(B) = D_e(0) \left[1 + \left(\frac{\omega_{eB}}{\nu_{ec}} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (15.45)$$

où ω_{eB} est la fréquence de résonance de cyclotron et ν_{ec} est la fréquence de collision des électrons avec les atomes du gaz. A partir de (15.44) et (15.45) nous obtenons

$$j(B) = j(0) \left[1 + \left(\frac{\omega_{eB}}{\nu_{ec}} \right)^2 \right]^{-1} \quad (15.46)$$

si le champ magnétique ne perturbe pas trop les grandeurs n_0 , T_{e0} et E .

On peut faire une autre extension simple des relations ci-dessus dans le cas de grandes densités de porteurs de charge dans le plasma en tenant compte aussi bien des interactions électron-atome neutre, que des interactions électron-ion positif. Dans ce cas, le libre parcours

moyen qui apparaît dans l'expression de $D_e = (1/3) l_e \bar{v}_e$ sera remplacé par l'expression

$$l_e = (NQ_m + nQ_+)^{-1}, \quad (15.47)$$

où Q_m est la section efficace de transfert de quantité de mouvement lors de la collision électron-atome, et

$$Q_+ = \frac{4\pi e^4}{9(kT_e)^2} \ln \Lambda \quad (15.48)$$

est la section efficace pour l'interaction coulombienne ($\Lambda = (3/2) e^3 (k^3 T_e^3 / \pi n)^{1/2}$; voir la figure 179) [040].

La chute de potentiel dans le plasma, $\Delta V_p = ED$, peut être estimée à l'aide de la loi d'Ohm simple pour le courant de décharge et de la conductibilité électrique σ du plasma, exprimée par

$$\frac{1}{\sigma} = \frac{m_e}{e^2} \frac{Q_m \bar{v}_e}{n/N} + \frac{\pi^{3/2} m_e^{1/2} e^2 c^2}{1,164(2kT_e)^{3/2}} \ln \Lambda. \quad (15.49)$$

Dans cette expression, le premier terme représente les collisions électron-atome et le second, l'interaction électron-ion. Le calcul montre que, dans le cas du plasma d'arc à basse tension, la densité des porteurs de charge étant élevée ($n_i \sim 10^{13} - 10^{14} \text{ cm}^{-3}$), le terme de l'interaction coulombienne ne doit pas être négligé; pour certaines conditions ce terme est même prépondérant.

Les résultats de la théorie de la diffusion présentée ci-dessus, ainsi que les conditions d'écoulement du courant aux extrémités voisines des électrodes, permettent d'établir la caractéristique tension-courant de l'arc à basse tension. Nous analyserons le régime de saturation (voir § 12), en considérant un plasma plan-parallèle, sans champ ($\varepsilon = 0$) et sous forte pression ($d/l_e \gg 1$). Dans ces conditions, nous avons les relations suivantes: la condition pour la densité de courant à la surface de la cathode

$$j = j_s - \frac{1}{4} e n_0 \bar{v}_{e0} \exp\left(-\frac{eV_c}{kT_{e0}}\right), \quad (15.50)$$

où j_s est le courant électronique d'émission de saturation et V_c est la chute de potentiel dans la couche cathodique; le bilan de l'énergie potentielle de l'électron est

$$eV_c = \Delta\Phi + eV_a - eV, \quad (15.51)$$

où $\Delta\Phi = \Phi_c - \Phi_a$ est la différence de potentiel de contact, V_a est la chute de potentiel dans la couche anodique et V est la tension anodique (si $V > 0$, la décharge fonctionne en régime de convertisseur thermo-ionique, V étant la tension engendrée aux électrodes); dans le cas considéré, la chute de potentiel dans le plasma est négli-

geable, de sorte que (15.44) s'écrit simplement

$$\frac{en_0 l_{e0} \bar{v}_{e0}}{3jd} = 1. \quad (15.52)$$

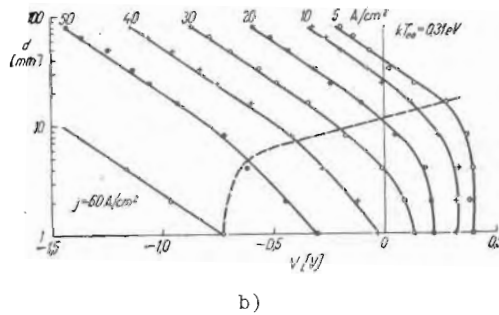
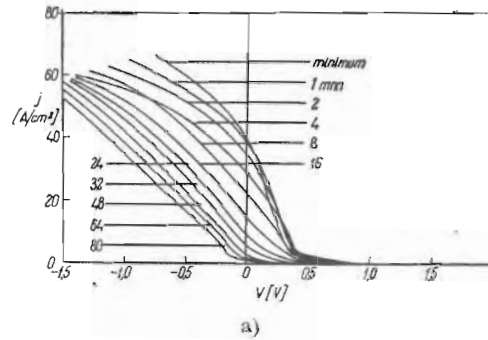


Fig. 171. a) Caractéristiques tension-courant de l'arc de basse tension dans la vapeur de césium (cathode de rhénium, anode de molybdène, structure plane-parallèle, d variable, $T_c = 1758^\circ\text{K}$, $T_a = 673^\circ\text{K}$, $T_{Cs} = 606^\circ\text{K}$ [328]); b) Détermination de la température électronique T_{e0} à partir des caractéristiques (V , log. d) à $j = \text{cte}$. La courbe en pointillé indique approximativement la région de transition de l'arc en régime de saturation à l'arc entravé.

En éliminant n_0 et V_c des trois dernières relations, on obtient pour le régime de saturation une caractéristique tension-courant de la forme

$$\frac{j_s}{j} - 1 = \frac{3}{4} \frac{d}{l_{e0}} \exp\left(-\frac{\Delta\Phi + eV_a}{kT_{e0}}\right) \exp\left(\frac{eV}{kT_{e0}}\right). \quad (15.53)$$

Afin d'évaluer le rapport eV_a/kT_{e0} , considérons l'équation de conti-

nuité du flux thermique sous une forme simplifiée

$$2kT_e j + K_e \frac{dT_e}{dx} = (eV_a + 2kT_{ed})j, \quad (15.54)$$

où T_{ed} est la température des électrons dans le plasma à son extrémité proche de l'anode ($x = d$) et K_e est le coefficient de conductibilité thermique électronique; l'expression de ce coefficient dans le cas $d/l_e \gg 1$ est $K_e = 2kl_e j_r$, où $j_r = (1/4) en\bar{v}_e$ est la densité du courant chaotique dans le plasma. Dans l'équation (15.54) on a négligé les pertes d'énergie dues au flux des atomes excités ou au rayonnement émis par le plasma. Pour j_r constant, la solution de cette équation conduit à

$$2k \Delta T_e = eV_a \left[1 - \exp\left(-\frac{j}{j_r} \cdot \frac{d}{l}\right) \right]; \quad (15.55)$$

alors, à des pressions suffisamment grandes, $eV_a \approx 2k \Delta T_e$.

Des mesures spectrographiques effectuées dans le plasma de l'arc de césium à haute pression ($p \geq 1$ mmHg) montrent que [486] $T_{e0} \approx 2800^\circ\text{K}$, $\Delta T_e/T_{e0} \approx 1/4$, de sorte que $eV_a/kT_{e0} \approx 1/2$.

La relation (15.53) peut s'étendre aussi au régime entravé si l'on considère l'extra-barrière de potentiel, de hauteur δV_c , se trouvant devant la cathode. Dans ce cas, V_c doit être remplacé par $V_c + \delta V_c$ et j_s par $j_s \exp(-e\delta V_c/kT_e)$.

Analysons le dispositif expérimental, reproduit figure 171, *a*; ses caractéristiques tension-courant sont celles d'un arc à basse tension dans la vapeur de césium à haute pression (cathode de rhénium, anode de molybdène, $T_c = 1758^\circ\text{K}$, $T_a = 673^\circ\text{K}$, $T_{cs} = 606^\circ\text{K}$, d variable) [328]. La relation (15.53) montre que la température des électrons T_{e0} , dans le régime de saturation de la décharge, peut être déterminée par la pente des droites $(V, \log d)_{j=c^te}$, comme on le voit figure 171, *b*; dans le cas présent, $kT_{e0} \approx 0,31$ eV. Dans cette figure, la courbe pointillée indique approximativement la région de transition du régime de saturation au régime de la décharge entravée.

D'une manière similaire à celle indiquée plus haut, la température T_{e0} peut également être déterminée par la pente des droites

$$\left[V, \log \left(\frac{j_s}{j} - 1 \right) \right]_{d=c^te} \text{ ou de la pente de la droite } [V, \log \Delta(j_s/j)/\Delta d].$$

Le procédé dans ce dernier cas est illustré par la figure 172 *b*, où le courant de saturation j_s et les pentes $\Delta(j_s/j)/\Delta d$ sont déterminées en utilisant la dépendance linéaire de $1/j$ par rapport à d (figure 172, *a*).

Etant donné son caractère phénoménologique, la théorie de diffusion ébauchée plus haut est valable également pour l'arc de basse tension dans d'autres gaz, vapeurs et mélanges gazeux, avec ou sans agent ionisant extérieur, cette théorie ne dépendant ni du mécanisme

de production, ni du mécanisme de perte des porteurs de charge.

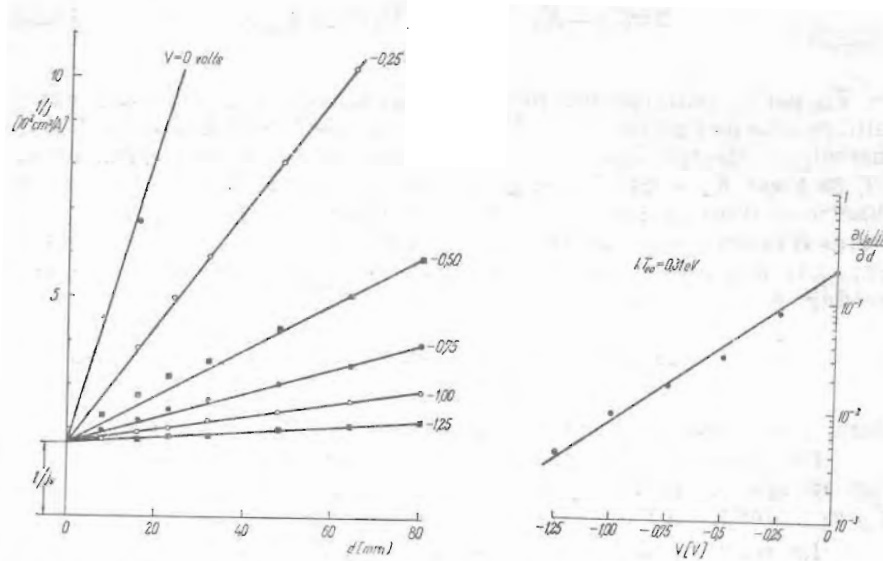


Fig. 172. a) Détermination du courant de saturation j_s et des pentes $\Delta(1/j)/\Delta d$; b) Détermination de la température électronique T_{e0} à partir de la pente de la droite $[V, \log \Delta(j_s/j)/\Delta d]$.

§ 16. L'ÉQUILIBRE THERMODYNAMIQUE DU PLASMA. LA COLONNE POSITIVE À HAUTE PRESSION

L'équilibre thermodynamique complet existe dans le plasma lorsque les différents états liés ou libres d'un atome (d'une molécule) ou d'un ion sont peuplés conformément aux équations de Boltzmann-Saha. Ainsi, en considérant les états i et j et en notant par N , g et W la population, le poids statistique et le niveau d'énergie, nous avons

$$\frac{N_i}{N_j} = \frac{g_i}{g_j} \frac{\exp(-W_i/kT)}{\exp(-W_j/kT)}. \quad (16.1)$$

De même, en considérant la réaction atome \rightleftharpoons ion + électron et en notant par N la concentration des atomes neutres, par n_e et n_p la concentration des électrons et des ions, et par g_0 , $g_e = 2$ et g_p les poids statistiques correspondants, nous avons

$$\frac{n_e n_p}{N} = \frac{g_e g_p}{g_0} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right) \exp\left(-\frac{eV_i}{kT}\right). \quad (16.2)$$

En introduisant le degré d'ionisation $\alpha = n/(n + N)$, avec $n_e = n_p = n$, ainsi que la pression totale du gaz ionisé $p = p_0 + p_e + p_p$, la dernière équation s'écrit

$$p \frac{\alpha^2}{1 - \alpha^2} = 2 \frac{g_p}{g_0} \left(\frac{2\pi m_e}{h^2} \right)^{3/2} (kT)^{5/2} \exp\left(-\frac{eV_i}{kT}\right); \quad (16.3)$$

les poids statistiques g_0 et g_p pour quelques éléments sont donnés tableau 22. Une expression similaire à (16.2) ou (16.3) s'obtient également pour d'autres réactions dans les conditions de l'équilibre

Tableau 22. Les poids statistiques de quelques éléments

Elément	g_0	g_p
H	2	1
He	1	2
Ne	1	6
Ar	1	6
K	2	1
N	4	9
O	9	4

thermodynamique; ainsi, dans le cas de la dissociation des molécules, l'énergie d'ionisation eV_i est remplacée par l'énergie de dissociation.

A titre d'illustration, les figures 173–176 donnent les courbes d'ionisation de l'argon [500] et du mélange 98% Ar + 2% K [501], ainsi que les courbes d'ionisation et de dissociation thermique de l'hydrogène [500] et de l'azote [021]. Dans ces graphiques, $\alpha_x = N_x/\Sigma N_x$ représente le nombre relatif de particules du type x , la sommation s'étendant à tous les types de particules présentes dans le plasma. Si le système est suffisamment dilué, il suit la loi des gaz parfaits, et ainsi $p = kT\Sigma N_x$ et $\alpha_x = p_x/p$. En général, comme il ressort de la relation (16.3), la baisse de la pression favorise la dissociation et l'ionisation du gaz; pour un degré d'ionisation pas trop élevé $\alpha^2 \ll 1$, aussi le produit $p\alpha^2$ ne dépend-il que de la température.

a) *L'équilibre thermodynamique local et le diagnostic spectroscopique.* Le gaz électronique a souvent dans le plasma une distribution pratiquement maxwellienne, correspondant à une température électronique élevée par rapport à la température des particules lourdes. A cause de leur section efficace et de leurs températures élevées, les électrons déterminent en général les vitesses des différentes réactions qui ont lieu dans le plasma. Pour cette raison, il est très important pour le diagnostic spectroscopique d'établir les conditions pour lesquelles les populations des différents états obéissent aux conditions d'équilibre thermodynamique à la température des électrons [062].

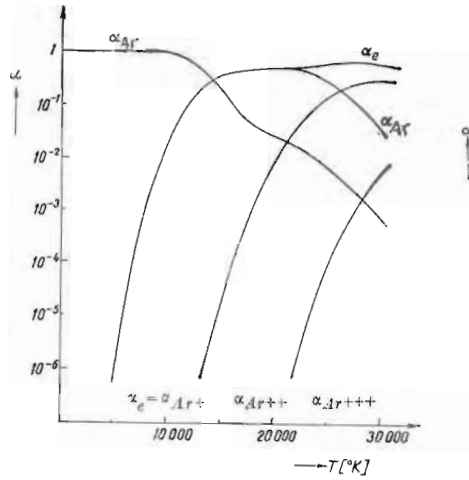


Fig. 173. Ionisation thermique de l'argon ($p = 1$ atm).

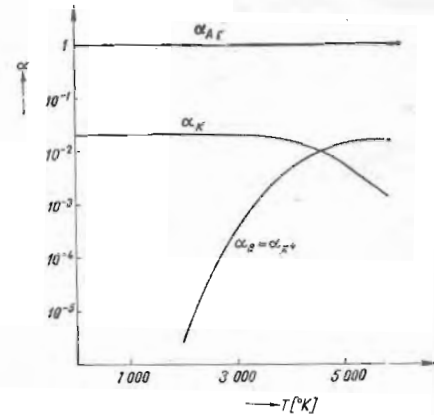


Fig. 174. Ionisation thermique du mélange 98 % Ar - 2 % K ($p = 1$ atm).

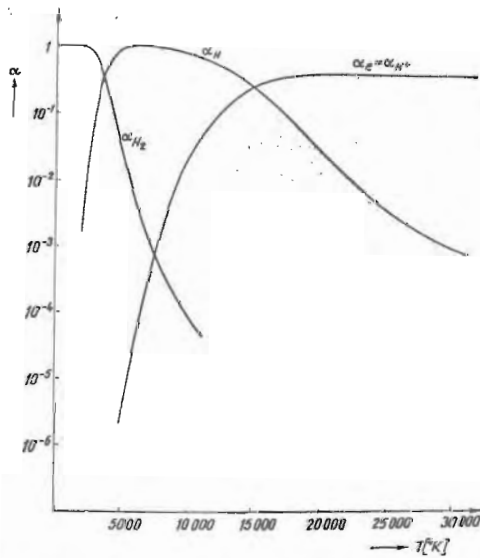


Fig. 175. Ionisation et dissociation thermiques de l'hydrogène ($p = 1$ atm).

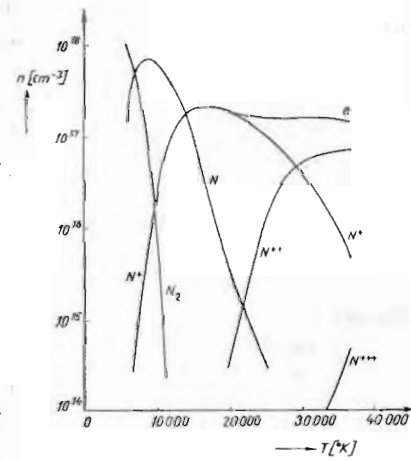


Fig. 176. Ionisation et dissociation thermiques de l'azote ($p = 1$ atm).

Un tel équilibre, nommé équilibre thermodynamique local (ETL), permet le calcul absolu de la population de tous les états à l'aide des équations de Boltzmann-Saha, si, par exemple, on connaît la population de l'état fondamental. En général, les conditions de l'ETL

impliquent des variations spatiales et temporelles assez réduites pour que l'on puisse négliger l'énergie acquise par l'électron dans les champs locaux par rapport à son énergie thermique, ou pour que le temps de collision soit bien inférieur au temps de diffusion des atomes et des ions dans les régions à températures différentes.

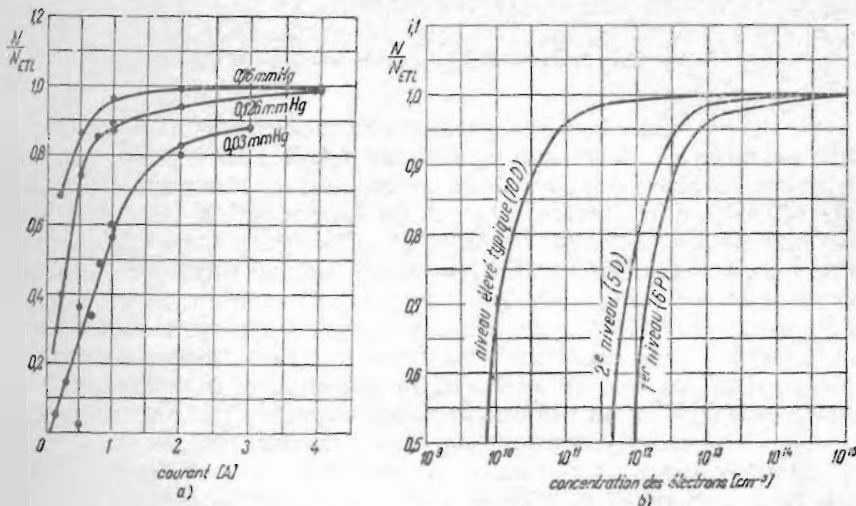


Fig. 177. a) Rapport N/N_{ETL} pour des atomes excités dans la colonne positive d'un arc de basse tension dans la vapeur de césium (la pression de la vapeur est le paramètre); b) Rapport N/N_{ETL} calculé pour trois niveaux du césium ($T_e = 3\ 000\ ^\circ K$, au milieu d'un plasma de 10^{-2} cm d'épaisseur).

Une notion souvent utile est celle de l'ETL partiel, qui permet l'utilisation des équations d'équilibre seulement pour des états voisins. Ces conditions sont, en règle générale, remplies par des états à nombres quantiques élevés, et ceci est dû aux sections efficaces de collision électronique très grandes et aux très petites probabilités de transition radiative. La limite inférieure de l'ETL peut descendre quelquefois vers des niveaux plus bas, à cause du phénomène de réabsorption de la radiation qui peut effectivement réduire l'émission du plasma. Ce phénomène de réabsorption, tout à fait négligeable pour des nombres quantiques élevés, peut par contre conduire à une puissante capture de la radiation de résonance, contribuant ainsi à l'établissement d'un ETL complet.

Dans un plasma réel, les processus de collision électronique et les processus radiatifs sont concurrents; la figure 177, a donne le rapport entre le nombre d'atomes excités et leur nombre à l'équilibre pour un plasma de césium [502]. On voit sur cette figure la tendance rapide vers l'équilibre thermodynamique pour la population des états excités, au fur et à mesure que le courant de décharge et la pression du gaz augmentent.

Considérons, afin d'estimer les conditions d'apparition de l'ETL, le cas simple d'une population stationnaire entre deux niveaux atomiques i et j [503]

$$\begin{aligned} \frac{dN_i}{dt} = & -N_i A_{ij} + N_j B_{ji} \rho(\nu) - N_i B_{ij} \rho(\nu) + \\ & + n N_j \overline{v_e Q_{ji}} - n N_i \overline{v_e Q_{ij}} = -\frac{dN_j}{dt} = 0. \end{aligned} \quad (16.4)$$

Dans ce bilan, les trois premiers termes contiennent les transitions radiatives: l'émission spontanée (A_{ij}), l'absorption (B_{ji}) et l'émission induite (B_{ij}); les deux autres termes contiennent les sections efficaces d'excitation (Q_{ji}) et de désexcitation (Q_{ij}) dues aux collisions inélastiques avec les électrons. Pour un plasma optiquement épais, où les transitions radiatives dominent, les termes de collision électronique sont négligeables; alors (16.4) conduit à un rapport N_i/N_j donné par (16.1). Au contraire, pour un plasma où les collisions électroniques dominent, les trois premiers termes sont négligeables; dans ce cas, en utilisant le principe de microréversibilité, $g_i Q_{ij} W_i = g_j Q_{ji} W_j$, on obtient le même rapport (16.1) entre les facteurs de Boltzmann correspondant aux niveaux considérés.

Dans le cas plus général où le terme d'émission spontanée est petit, mais non point négligeable, et en retenant également le terme d'absorption, on obtient pour le rapport des populations l'expression

$$\frac{N_i}{N_j} = \left(\frac{N_i}{N_j} \right)_{\text{ETL}} \left[1 - \frac{N_i A_{ij} (1 - N_j B_{ji} \rho / N_i A_{ij})}{n N_i \overline{v_e Q_{ij}}} \right]. \quad (16.5)$$

Le rapport $N_j B_{ji} \rho / N_i A_{ij}$, représentant l'importance de l'absorption, n'est d'habitude élevé que pour les niveaux de résonance. La figure 177, *b* contient le rapport N/N_{ETL} pour trois états du césium et une température des électrons $T_e = 3\,000^\circ\text{K}$ au milieu d'un plasma de 10^{-2} cm d'épaisseur [503]. Chaque courbe est tracée dans ce graphique pour le niveau immédiatement inférieur, de sorte que la courbe pour le niveau de résonance (6P) indique que le système se rapproche d'un ETL parfait, tandis que les deux autres courbes fournissent des informations sur l'établissement de l'ETL partiel. La position de la courbe correspondant au niveau 6P dépend, dans une grande mesure, de l'absorption du rayonnement; les conditions de l'ETL sont d'autant mieux vérifiées que le plasma est plus épais. Dans le cas des niveaux supérieurs, le processus de réabsorption est négligeable; alors les conditions de l'ETL sont d'autant mieux vérifiées que les processus de collision l'emportent sur les processus radiatifs (éq. 16.5). On peut voir figure 177, *b* que, dans les conditions spécifiées, les états supérieurs sont proches de l'ETL partiel pour $n \geq 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, tandis que l'ETL complet s'obtient pour $n \geq 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

En général, l'existence de l'ETL rend possible la plupart des méthodes d'étude spectroscopique du plasma, utilisées pour déter-

miner la température, la concentration et les paramètres atomiques. Ainsi, l'intensité d'une raie en émission, correspondant à la transition de l'état i à l'état j est $I = N_i A_{ij} h\nu$, où la probabilité de transition A_{ij} est simplement reliée à la force de l'oscillateur f_{ij} . Dans les conditions d'existence de l'ETL complet, la population N_i est donnée par rapport à la population de l'état fondamental N_0 par une relation du type (16.1), de sorte que la température des électrons est fournie par la pente de la droite ($\ln I \lambda^3$, W_i/k)

$$\ln \frac{I \lambda^3}{g_0 f_{i0}} = \text{Cte} - \frac{W_i}{k T_e} \quad (16.6)$$

Dans le cas de l'ETL partiel, la température des électrons peut se déterminer en partant de la mesure de l'intensité relative de deux raies, émises par des états qui remplissent les conditions d'équilibre

$$k T_e = \frac{W_2 - W_1}{\ln (I_1 \lambda_1^3 g_2 f_2 / I_2 \lambda_2^3 g_1 f_1)} \quad (16.7)$$

Une autre méthode pour déterminer la température des électrons utilise des mesures d'intensité relative du spectre continu. Les seules conditions requises dans ce cas sont une distribution maxwellienne des électrons et l'absence de réabsorption dans le domaine continu considéré. Ainsi, par exemple, dans le cas de la recombinaison radiative $A^+ + e \rightarrow A + h\nu$, l'énergie du photon émis $h\nu$ est fournie par

$$h\nu = h\nu_j + \frac{1}{2} m v_e^2, \quad (16.8)$$

où $(1/2) m v_e^2$ est l'énergie cinétique de l'électron capturé et $h\nu_j$ est l'énergie libérée lors de la chute à l'état j d'un électron de vitesse nulle. Le spectre de la recombinaison radiative est continu car les électrons capturés ont une distribution des vitesses $f(v_e)$; chaque spectre continu correspond évidemment à un état lié, la tête de bande étant donnée par $h\nu_j$. En notant par $I(\lambda)$ l'intensité de la radiation émise dans l'intervalle unité de longueur d'onde et par Q_j la section efficace de recombinaison radiative dans l'état j , le bilan pour la population de cet état est

$$I(\lambda) d\lambda = n^2 Q_j(v_e) f(v_e) v_e dv_e \quad (16.9)$$

Dans le cas du césium, Q_{6P} et Q_{5D} varient pratiquement de manière inversement proportionnelle à l'énergie cinétique de l'électron; en introduisant pour $f(v_e)$ une distribution maxwellienne et en tenant compte de (16.8), l'équation (16.9) conduit à [486], [504]

$$\ln \lambda I(\lambda) = \text{Cte} - \frac{hc}{k T_e} \frac{1}{\lambda} \quad (16.10)$$

La température des électrons est déterminée par la pente de la droite ($\ln \lambda I(\lambda)$, $1/\lambda$), comme on peut le voir figure 178 dans le cas du spectre continu de recombinaison sur les niveaux 6P et 5D du césium [504].

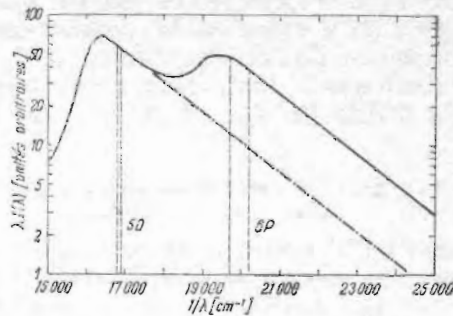


Fig. 178. Spectre continu de recombinaison radiative dans le plasma de césium ($p = 1,6$ mmHg, $j = 10$ A/cm², $T_e = 2670$ °K, $n = 3,3 \cdot 10^{14}$ cm⁻³).

D'autres détails concernant les méthodes spectroscopiques de diagnostic appliquées aux plasmas se trouvent en [021], [061], [062], [335], [505], [506]—[508].

b) *La conductibilité électrique dans les plasmas thermiques* [072], [073]. En général, la résistivité électrique du plasma est donnée par l'expression simple (15.49)

$$\frac{1}{\sigma} = \frac{1}{\sigma_0} + \frac{1}{\sigma_+}, \quad (16.11)$$

où σ_0 est la conductibilité contrôlée par les collisions électron-atome neutre et σ_+ est la conductibilité correspondant à l'interaction coulombienne des électrons avec les ions positifs. En présence de plusieurs espèces atomiques, de concentration partielle N_a et de section efficace de transfert de quantité de mouvement avec les électrons \overline{Q}_{ea} , nous avons

$$\frac{1}{\sigma_0} = \frac{m_e \overline{v}_e}{e^2 n} \sum_a N_a \overline{Q}_{ea}, \quad (16.12)$$

$(\sum_a N_a \overline{Q}_{ea})^{-1} = l_e$ étant le libre parcours moyen des électrons; dans les calculs pratiques, on utilise la valeur moyenne \overline{Q}_{ea} correspondant à la distribution maxwellienne des électrons pour la température T_e . La composante coulombienne de la conductibilité, pour des ions de charge unité, est donnée par [023]

$$\frac{1}{\sigma_+} = \frac{m_e \overline{v}_e}{e^2 n} n \overline{Q}_+ = 65,3 T_e^{-3/2} \ln \Lambda \text{ (en } \Omega \cdot \text{m)}, \quad (16.13)$$

où Q_+ est donné par la formule (15.48). Le logarithme de la composante coulombienne de la conductibilité $\ln \Lambda$ est représenté figure 179 en fonction de la température et de la concentration des électrons.

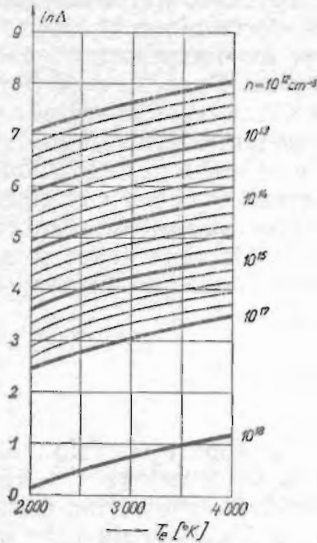


Fig. 179. Logarithme de la composante coulombienne de la conductibilité en Λ .

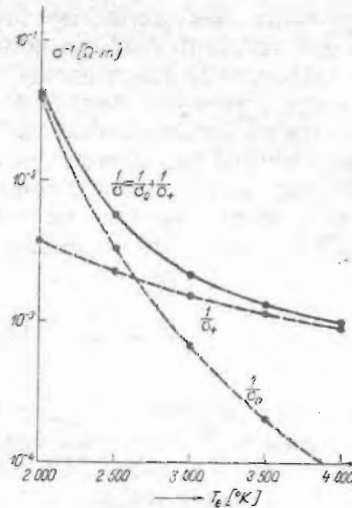


Fig. 180. Résistivité électrique de l'argon à la pression atmosphérique, à un degré d'ensemencement du césium de 1% ($\bar{Q}_{eg} = 0,4 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$, $\bar{Q}'_{es} = 340 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$).

Le calcul de la résistivité électrique globale dans les plasmas en équilibre thermodynamique s'effectue à l'aide de la relation (16.11) où l'on introduit la concentration d'équilibre des électrons, donnée par l'équation de Saha (16.2), (16.3). Un cas intéressant pour son application aux générateurs magnéto-hydrodynamiques (voir § 19) consiste à introduire une impureté légèrement ionisable (alcaline, en général) dans un gaz. Ce procédé d'« ensemencement » conduit à une augmentation substantielle du degré de l'ionisation et de la conductibilité électrique à des températures relativement basses. En notant par N_s et N_g la concentration de la « semence » et la concentration du gaz, par $\alpha_s = N_s/N_g = p_s/p_g$ le degré d'ensemencement et par \bar{Q}_{eg} et \bar{Q}'_{es} les sections efficaces correspondantes, la résistivité globale s'écrit (en MKSA)

$$\frac{1}{\sigma} = 1,21 \cdot 10^{12} p_g^{1/2} \alpha_s^{-1/2} T_e^{-3/4} \exp(eV_i/2kT_e) \times \\ \times (\bar{Q}_{eg} + \alpha_s \bar{Q}'_{es}) + 65,3 T_e^{-3/2} \ln \Lambda \quad (16.14)$$

où eV_i est l'énergie d'ionisation de l'atome semence. Sur la figure 180, la résistivité de l'argon à la pression atmosphérique est représentée pour un degré d'ensemencement par le césium de 1% [073].

c) *La colonne positive à haute pression* [013], [331]—[334], [509]—[519]. Comme on l'a montré dans le § 11, parallèlement à l'augmentation de la pression du gaz et de la densité du courant, la colonne positive s'éloigne des parois du tube, devenant filiforme. En même temps la température du gaz électronique se rapproche de la température des particules lourdes, les températures devenant égales à des pressions suffisamment élevées, $T_e = T_g = T$ (fig. 121).

Considérons le bilan énergétique d'une colonne cylindrique de plasma à haute pression, dont la puissance fournie au volume cylindrique élémentaire $2\pi r dr$ (rapporté à l'unité de longueur de la colonne) est égale à celle perdue par conductibilité thermique et par rayonnement; en considérant la puissance rayonnée proportionnelle au nombre total N_x des atomes excités dans un volume élémentaire et en notant par $\lambda = \lambda(T)$ le coefficient de conductibilité thermique du gaz, le bilan s'écrit

$$jE = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r\lambda \frac{dT}{dr} \right) + C_1 N_x, \quad (16.15)$$

où j et E sont la densité de courant et le champ électrique dans la direction axiale. Nous avons également les relations $j = \sigma E$, $\sigma = e^2 n l_e / m_e \bar{v}_e$ et $N = C_2 M / T R^2$, où N est la concentration des atomes neutres, M la masse du gaz par unité de longueur du tube et R le rayon de la colonne de plasma. C_1 et C_2 sont des constantes. En utilisant, pour déterminer N_x et n , les équations d'équilibre de Boltzmann-Saha, l'équation (16.12) devient

$$\frac{RE^2}{M^{1/2}} f_1(T) = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r\lambda \frac{dT}{dr} \right) + \frac{M}{R^2} f_2(T) = 0, \quad (16.16)$$

où $f_1(T)$ et $f_2(T)$ sont des fonctions connues de la température. Les conditions aux limites pour cette équation sont $r = R$, $T = T_{min}$, et $r = 0$, $dT/dr = 0$; dans la première condition T_{min} est la température minimale à laquelle l'ionisation thermique du gaz est encore possible, tandis que la seconde condition exprime que, sur l'axe de la décharge, la température a une valeur maximale. L'équation (16.13) permet en principe d'obtenir le profil de la température $T = T(r)$, donc aussi celui des autres grandeurs qui caractérisent la colonne et qui sont des fonctions connues de la température. Dans la vapeur de mercure, la température sur l'axe est de 6 000°K environ, aux bords de la colonne ($r = R$) de 4 000°K et aux parois de 1 000°K. Sur la figure 181 est donnée la distribution radiale de l'intensité de la raie jaune (5 780 Å) du mercure, ainsi que la distribution radiale de la température et du courant, calculées en partant de celle-ci [581].

Sans résoudre l'équation du bilan énergétique, on peut toutefois tirer une série de conclusions intéressantes; ainsi, si on la met sous une forme sans dimensions, on obtient des lois de similitude analogues à celles utilisées en hydrodynamique. Dans le cas présent,

deux colonnes sont similaires si aux points r_1 et r_2 , reliés par le rapport $r_1/R_1 = r_2/R_2$, la température est la même; les colonnes sont également similaires si $M_1 = M_2$ et $P_1 = P_2$, P étant la puissance dépensée par unité de longueur de la colonne pour entretenir la dé-

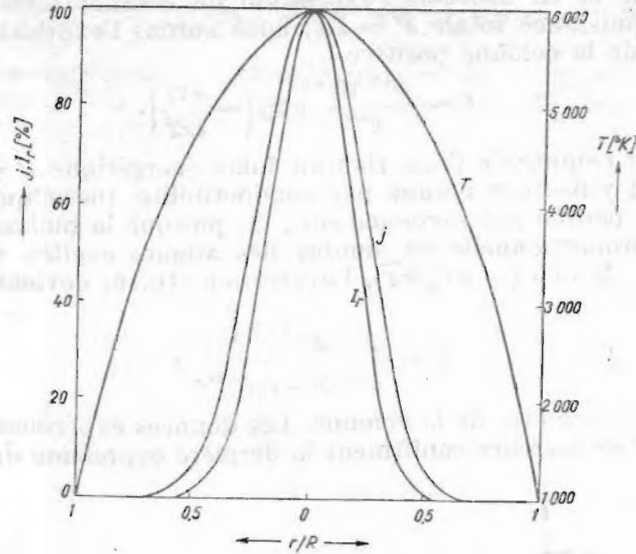


Fig. 181. Distribution radiale de l'intensité I_r de la raie 5 780 Å, de la densité de courant et de la température dans la colonne positive d'une décharge dans la vapeur de mercure.

charge. Pour la décharge dans la vapeur de mercure (supposée intégralement à l'état de vapeur), on obtient la relation

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{8,5 + 5,75 M_1}{8,5 + 5,75 M_2}, \quad (16.17)$$

où les coefficients numériques ont été déterminés expérimentalement.

Dans ce qui suit nous déterminerons l'expression approximative du gradient E de la colonne positive dans la vapeur de mercure, en fonction des grandeurs $P = IE$, M et R , qui déterminent complètement le régime électrique et thermique de la décharge. Nous ferons d'abord une remarque: dans les équations de Boltzmann-Saha la température entre dans l'argument de l'exponentielle, de sorte que les processus d'excitation et d'ionisation thermique n'ont pratiquement lieu qu'à l'intérieur de la colonne de rayon R , là où la température est suffisamment élevée. Dans ce qui suit, nous remplacerons la distribution réelle de la température de ce domaine par une température moyenne \bar{T} , choisie de sorte qu'elle conduise au même courant total de la décharge. A cette température correspond

une densité constante de courant

$$j \sim \frac{RE\bar{T}^{3/4}}{M^{1/2}} \exp\left(-\frac{eV_i}{2kT}\right). \quad (16.18)$$

En négligeant la variation de $\bar{T}^{3/4}$ par rapport à la variation de l'exponentielle et en utilisant l'expression du courant total $I = \pi R^2 j$ et de la puissance totale $P = IE$, nous aurons l'expression pour le gradient de la colonne positive

$$E \sim \frac{P^{1/2} M^{1/4}}{R^{3/2}} \exp\left(-\frac{eV_i}{4kT}\right). \quad (16.19)$$

En tenant compte de l'équation du bilan énergétique $P = P_c + P_r$ (P_c est la puissance perdue par conductibilité thermique et P_r la puissance perdue par rayonnement), et, puisque la puissance rayonnée est proportionnelle au nombre des atomes excités, c'est-à-dire que $P_r \sim M \exp(-eV_x/kT)$, l'expression (16.16) devient

$$E \sim \frac{P^{1/2} M^{1/4} \left(1 + \frac{V_i}{V_x}\right)}{D^{3/2} (P - P_c)^{1/4} V_x}, \quad (16.20)$$

D étant le diamètre de la colonne. Les données expérimentales pour la vapeur de mercure confirment la dernière expression du gradient,

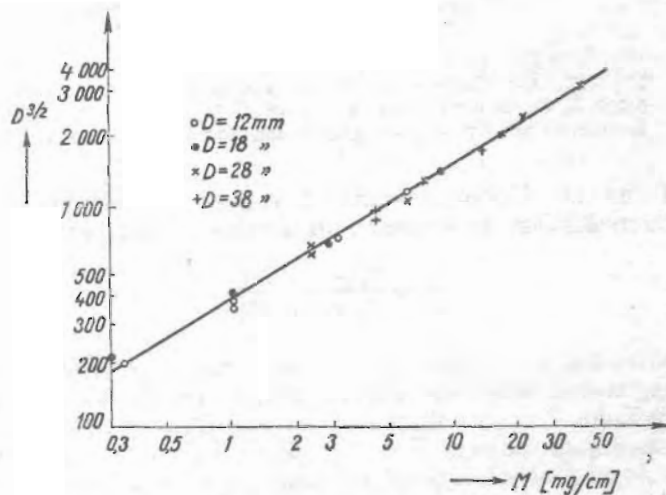


Fig. 182. Gradient de la colonne positive dans la vapeur de mercure en fonction du diamètre du tube et de M .

comme on le voit figure 182, fournissant la grandeur $ED^{3/2}$ en fonction de M . La pente de cette droite est

$$\frac{1}{4} \left(1 + \frac{V_i}{V_x}\right) \approx 0,585, \quad (16.21)$$

ce qui fournit pour le potentiel effectif d'excitation dans la vapeur de mercure $V_x \approx 7,8$ V ($V_i = 10,4$ V). Avec ces données, l'expression (16.20) devient

$$E \sim \frac{P^{1/2} M^{7/12}}{D^{3/2} (P - P_c)^{1/3}} \quad (16.22)$$

Nous observons que E a un minimum pour $P = 3P_c$, et notamment $E_{min} = 370 M^{7/12} / D^{3/2}$. La figure 183 représente la dépendance de

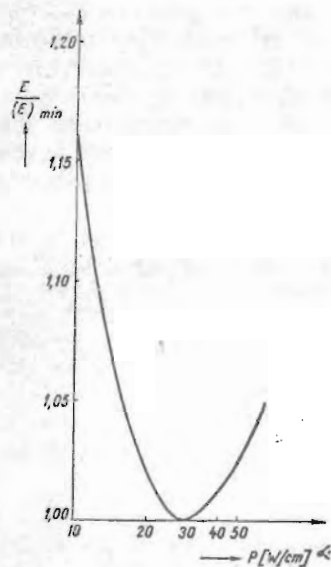


Fig. 183. Relation entre le gradient de la colonne positive et la puissance de la décharge dans la vapeur de mercure.

E par rapport à P pour des valeurs M et D données; dans ce cas $P_{min} = 28$ W/cm, de sorte que $(P_c)_{min} = 9,3$ W/cm.

L'étude du comportement du plasma thermique dans des [décharges électriques à haute pression (dans la vapeur de mercure, les gaz rares et dans l'air) a mis en évidence une série de facteurs qui conditionnent la stabilité de l'arc. Pour un tube cylindrique, la colonne se stabilise grâce à l'influence des parois, qui sont beaucoup plus froides que le gaz se trouvant à l'intérieur de la colonne. Pour une distance entre électrodes petite, la colonne se rétrécit fortement près des électrodes, rétrécissement correspondant aux taches cathodique et anodique, le plasma prenant ainsi la forme d'un ellipsoïde de révolution; cette fois, dans le bilan énergétique les régions cathodiques et anodiques doivent aussi intervenir, les électrodes ayant un rôle essentiel dans la stabilité de l'arc. Enfin, lorsque la distance entre les électrodes est grande et en l'absence

de l'action stabilisatrice des parois froides, la position de la colonne ne demeure pas constante, celle-ci se courbant sous l'effet du mouvement de convection du gaz ; le comportement de la colonne se rapproche dans ce cas de celui d'une flamme.

§17. DÉCHARGES ÉLECTRIQUES DE GRANDE INTENSITÉ. L'EFFET PINCH

Comme on l'a vu au § 14, dans le cas où $l_p \ll D$, le mouvement radial des porteurs de charge dans la colonne positive est régi par la diffusion ambipolaire, car la rapide diffusion électronique vers les parois crée une charge d'espace autour de celles-ci, donc un champ électrique radial E_r ; celui-ci freine les électrons et accélère les ions positifs, égalisant ainsi les flux radiaux électronique et ionique. Pour les faibles courants considérés jusqu'ici, nous avons systématiquement négligé l'influence du champ magnétique propre de la décharge.

En général, la densité du courant axial $j(r)$ dans la colonne positive est rattachée au champ magnétique local par la loi d'Ampère qui, en coordonnées cylindriques, s'écrit

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rB) = 4\pi j, \quad (17.1)$$

où \vec{B} étant perpendiculaire aussi bien à \vec{j} qu'à \vec{r} ne possède que la composante B_θ . La force par unité de volume, dirigée toujours vers l'axe de la colonne, est donc [012]

$$f = Bj = \frac{2j}{r} \int_0^r 2\pi r' j(r') dr' = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{B^2}{r} + B \frac{\partial B}{\partial r} \right) \quad (17.2)$$

(en unités électromagnétiques ; B_θ est écrit simplement B).

Nous considérerons dans ce paragraphe une colonne de décharge parcourue par une grande intensité de courant ; alors l'influence du champ magnétique propre ne peut plus être négligée. Contrairement au champ électrique radial E_r , le champ magnétique propre B_θ exerce une force vers l'intérieur de la colonne, aussi bien sur les électrons que sur les ions positifs, entraînant une compression radiale de l'ensemble du plasma [520]—[528].

A l'équilibre, la force dirigée vers l'intérieur, qui agit sur un faisceau électronique de concentration n à la distance r dans le plasma, $F_{int} = -enE_r + enu_e B$ (u_e est la vitesse de dérive axiale des électrons), est compensée par la force de diffusion $F_{ext} = -dp_e/dr$ ($p_e = nkT_e$), c'est-à-dire

$$\frac{d}{dr} (nkT_e) - enE_r + enu_e B = 0. \quad (17.3)$$

En intégrant cette équation et en définissant le potentiel magnétique V_m par

$$V_m = \int_0^r u_e B dr, \quad (17.4)$$

on obtient

$$n = n_0 \exp \left[- \frac{e(V - V_m)}{kT_e} \right]. \quad (17.5)$$

Aux pressions relativement basses envisagées, la température des électrons est constante dans la section du tube. Le champ magnétique B est pratiquement donné par le courant électronique i qui passe par une section de rayon r , c'est-à-dire

$$B = \frac{2i}{r} = \frac{2}{r} \int_0^r 2\pi e r n u_e dr; \quad (17.6)$$

en négligeant, pour des courants $I \geq 100$ A, la force électrostatique devant la force magnétique ($V \ll V_m$), on obtient à partir des trois dernières équations une distribution radiale de la densité des électrons de la forme

$$n = n_0 \left(1 + \frac{\pi n_0 e^2 u_e^2}{2kT_e} r^2 \right)^{-2} = n_0 \left(1 + C \frac{r^2}{r_0^2} \right)^{-2} \quad (17.7)$$

où r_0 est le rayon effectif de la colonne de plasma, et C une constante. En utilisant l'expression du courant total I , cette relation devient [524], [525]

$$\frac{n}{n_0} = \left[1 + \frac{I u_e}{\frac{2kT_e}{e} - I u_e} \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right]^{-2} \quad (17.8)$$

où

$$n_0 = \frac{I}{\pi e r_0^2 u_e \left(1 - \frac{e I u_e}{2kT_e} \right)}. \quad (17.9)$$

Avec l'augmentation du courant I , $I u_e \rightarrow 2kT_e/e$ et $n_0 \rightarrow \infty$, le rayon effectif de la colonne de plasma diminue rapidement; ce phénomène, appelé effet pinch, est représenté figure 184. La figure 185 montre l'accord entre cette théorie et les données expérimentales

obtenues par une méthode de sondes dans une décharge dans la vapeur de mercure ($I = 150$ A, $T_e = 31\,500^\circ\text{K}$, $u_e = 1,5 \cdot 10^7$ cm/s). Des

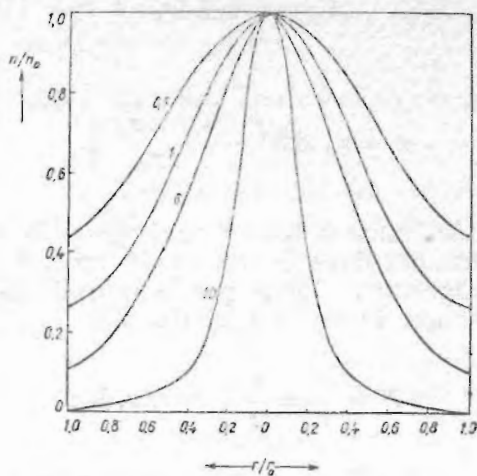


Fig. 184. Distribution radiale de la concentration d'électrons pour différentes valeurs de la constante C .

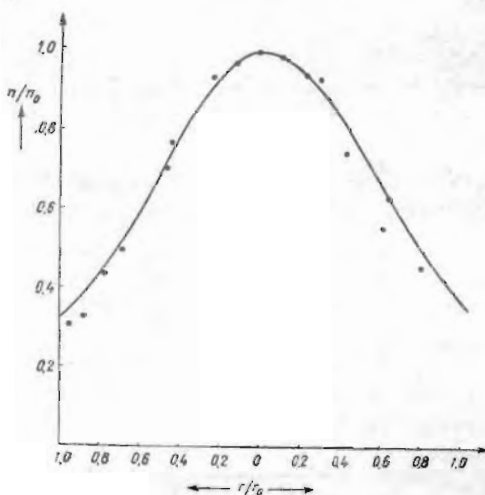


Fig. 185. Comparaison entre la distribution radiale de la concentration d'électrons fournie par (17.8) et les données expérimentales obtenues par la méthode des sondes dans une décharge dans la vapeur de mercure.

développements théoriques plus amples sur cet effet sont fournis dans [529]—[532].

Une relation intéressante s'obtient entre le courant et la température d'une colonne de plasma à l'équilibre thermique ($T_e = T_p$) [520]; partant de l'égalité en chaque point de la force magnétique et de la force due à la pression cinétique des électrons et des ions, nous avons

$$B \frac{di}{dr} = 2\pi r \frac{d}{dr} (n_p k T_p + n_e k T_e) = 4\pi r \frac{d}{dr} (nkT). \quad (17.10)$$

En utilisant l'expression du champ magnétique propre $B = 2i/r$ et en intégrant de zéro jusqu'au rayon R de la colonne, on obtient

$$I^2 = 4\pi R^2 nkT = 4NkT, \quad (17.11)$$

où N est le nombre total d'électrons (d'ions) par unité de longueur de la colonne. Cette dernière relation entre le courant et la température de la colonne de plasma peut s'obtenir aussi en égalant la pression magnétique sur la surface extérieure, $B_0^2/8\pi = (2I/R)^2/8\pi$, avec la pression des électrons et des ions $(n_e + n_p)kT = 2nkT$ à l'intérieur de la colonne.

D'une part, le courant électronique chauffe le plasma; d'autre part, il engendre autour de lui un champ magnétique empêchant la diffusion des charges aux parois, diminuant ainsi considérablement les pertes de chaleur du plasma. En d'autres termes, le courant interagissant avec le champ magnétique propre par l'intermédiaire des forces électrodynamiques, les tubes de courant parallèles s'attirent; de plus, comme la colonne de plasma se contracte radialement, le plasma ainsi que le gaz neutre subissent les effets de cette contraction. Le résultat en est, d'une part, une isolation thermique du plasma due à la compression du gaz, et, d'autre part, le chauffage du plasma par le courant, aussi bien par l'effet Joule que par le travail des forces de compression.

Nous avons considéré ci-dessus la colonne de plasma contrainte par son champ magnétique propre à l'état d'équilibre, en supposant que l'effet de compression radiale de la colonne a un caractère quasi stationnaire, la pression magnétique étant à chaque instant équilibrée par la pression du gaz. Dans ces conditions, comme il ressort de la formule (17.11), à une pression initiale du gaz de 0,1 mmHg, dans un tube cylindrique de 20 cm de diamètre, le passage d'un courant de 10^6 A produit un chauffage du gaz jusqu'à une température de l'ordre de 10^7 K. Mais dans les conditions du laboratoire, l'entretien d'un courant stationnaire supérieur à quelques centaines d'ampères, aux tensions nécessaires à l'entretien de la décharge, implique l'utilisation d'une énergie électrique géante; l'utilisation de telles énergies est toutefois possible dans les décharges électriques en impulsions de grande puissance, par l'utilisation de batteries de condensateurs de très grande capacité [077], [078], [533]—[541], jusqu'à $10-10^2 \mu\text{F}$, et qui sont chargées sous une tension de $2-5 \cdot 10^4$ V;

l'induction électrique du circuit a été réduite à $2-3 \cdot 10^2 \mu\text{H}$. Dans ces conditions, l'augmentation initiale du courant, dI/dt , atteint des valeurs de l'ordre de $10^{10}-10^{12}$ A/s, le délai pour lequel se produit la décharge étant très bref, allant de quelques μs jusqu'à quelques dizaines de μs , la puissance électrique instantanée atteignant des valeurs de l'ordre de 10^6-10^7 kW et l'amplitude de l'impulsion du courant, des valeurs de $10^5-2 \cdot 10^6$ A.

L'étude des décharges en impulsions de grande puissance et de l'effet pinch correspondant a été effectuée aussi bien dans des tubes cylindriques que dans des tubes toroïdaux. Dans le cas de l'effet pinch linéaire, le tube de décharge était confectionné en porcelaine (d'un diamètre de quelques dizaines de centimètres et d'une longueur d'un mètre environ) et muni de plusieurs fenêtres de verre pour observer la décharge. Dans le cas de l'effet pinch toroïdal, le tube de décharge, en verre, avait sa surface extérieure recouverte d'une couche de cuivre; par celle-ci la batterie de condensateurs se décharge. La grande variation du champ magnétique à l'intérieur du tore produit un champ électrique rotationnel intense, une décharge annulaire de grande puissance s'y allumant ainsi; dans ces conditions, les lignes du champ électrique et du courant forment des cercles fermés, la vitesse des électrons et donc le courant de la décharge atteignant de très hautes valeurs.

En général, la tension à laquelle est chargée la batterie de condensateurs est beaucoup plus grande que le potentiel d'amorçage du gaz, qui devient ainsi rapidement un milieu de très grande conductibilité. Un effet de peau très prononcé se produit du fait de la très grande augmentation initiale du courant, de sorte qu'aux premiers moments de la décharge le courant ne passe qu'à travers une couche mince au voisinage des parois. Mais à mesure que la valeur du courant augmente, le champ magnétique propre contraint cette couche vers l'axe de la décharge. Comme, dans ces conditions, la pression magnétique ($B^2/8\pi \sim I^2$) est beaucoup plus grande que la pression du gaz à l'intérieur du tube, la vitesse de compression du plasma atteint de très grandes valeurs. Pour illustrer cet effet, nous reproduisons figure 186 la distribution du courant dans la

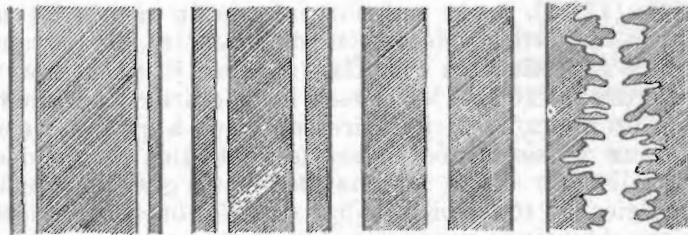


Fig. 186. Schéma de la distribution du courant dans la section de la décharge en impulsions de grande puissance.

section de la décharge, d'après une méthode de cinématographie ultra-rapide (l'exposition de chaque image étant d'environ $0,2\mu\text{s}$). En mesurant le diamètre du plasma à différents moments, on peut estimer sa vitesse de compression. Ainsi, par exemple, pour une vitesse initiale d'augmentation du courant de 10^{11} A/s, dans le deutérium, pour une pression initiale de $0,1$ mmHg et dans un tube cylindrique de 20 cm de diamètre, cette vitesse atteint des valeurs de l'ordre de 10^7 cm/s. Plus l'augmentation initiale du courant est grande et plus la pression du gaz est petite, d'autant plus grande est la vitesse de compression du plasma. Mentionnons que, la neutralité du plasma étant conservée, les électrons et les ions convergent radialement avec la même vitesse, de sorte que les ions positifs ont une énergie cinétique beaucoup plus grande que celle des électrons, leur masse étant plus élevée. Ainsi le gaz est comprimé par la paroi cylindrique de plasma sous la forme d'une onde de choc convergente à grande vitesse, suivie immédiatement par une onde d'ionisation intense [542]—[544]. Lorsque le plasma et le gaz sont comprimés au centre, la plus grande partie du mouvement ordonné se transforme en chaleur, la température du gaz augmentant pour un bref laps de temps jusqu'à des valeurs de l'ordre de $1-5 \cdot 10^6$ °K [545]. Mais à l'encontre du plasma rencontré dans les décharges électriques ordinaires, dans le cas présent le gaz ionique est très chaud, et le gaz électronique est froid. A ce moment, le courant ne passe pratiquement que par un canal cylindrique central d'inductance maximale, de sorte que la tension sur le tube de décharge a également la valeur maximale, et le courant passe par le premier minimum (fig. 187). A partir de ce moment, la réflexion de l'onde de choc et la grande pression du gaz repoussent de nouveau le plasma vers les parois, puis le plasma est rapidement freiné par le champ magnétique propre et de nouveau comprimé radialement, lorsqu'apparaît le second minimum de courant. Mais cette fois, le gaz dans lequel se propage l'onde de choc est beaucoup plus raréfié et il est presque totalement ionisé. Parfois, la troisième contraction peut également avoir lieu. Mais, en général, à ce stade, dans la colonne de plasma apparaît une série d'instabilités (voir § 18), la colonne devenant sinueuse ou resserrée par endroits; atteignant les parois du tube avec lesquelles elle interagit fortement, la colonne de plasma se refroidit.

En général, la tension sur le tube de décharge est donnée par

$$V = \frac{d}{dt}(LI) = L \frac{dI}{dt} + I \frac{dL}{dt}, \quad (17.12)$$

où L est l'inductance de la colonne de plasma; le premier terme du membre de droite prédomine dans la phase initiale de la compression de la colonne, tandis que, dans la phase finale, c'est le second terme qui est important.

Il est intéressant de mentionner que, lors de l'application d'un champ magnétique longitudinal supplémentaire, à l'aide d'une bobine montée autour du tube de décharge, la vitesse de compression du plasma décroît de façon sensible. Cet effet est facile à

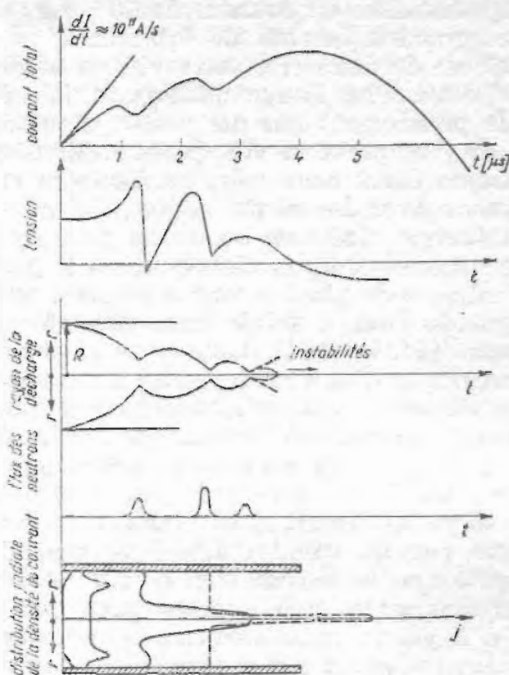


Fig. 187. Evolution dans le temps des caractéristiques d'une décharge en impulsions de grande puissance.

expliquer si nous prenons en considération le fait que, d'une part, à cause de la grande conductibilité du plasma et de ses propriétés paramagnétiques, les lignes du champ magnétique ont tendance à rester solidairement reliées au plasma [023], [040], [077], [078], et, d'autre part, la compression du plasma mène à l'entassement des lignes de champ magnétique à l'intérieur de celui-ci, donc à l'augmentation correspondante du champ magnétique interne, ce qui crée une pression supplémentaire, dirigée vers les parois et s'opposant aux forces électrodynamiques.

Un effet remarquable observé dans les décharges électriques en impulsions de grande puissance en H_2 et D_2 est l'apparition, à la deuxième et troisième contraction, d'impulsions très brèves (des dixièmes de μs) de rayonnement dur. Si l'augmentation initiale du courant est très rapide, chose qui s'obtient dans les conditions d'une très basse inductance du circuit extérieur, une impul-

sion brève de rayonnement dur s'observe également durant la première compression. Ce rayonnement consiste en neutrons et rayons X durs (dont les énergies de 300—400 keV sont d'un ordre de grandeur plus grandes que l'énergie correspondant à toute la tension de 10—15 kV appliquée à ce moment sur le tube). L'impulsion de neutrons, tout au moins sa plus grande partie, n'est pas d'origine thermonucléaire, puisque le flux des neutrons dépasse bien souvent celui qui pourrait être fourni par une réaction thermonucléaire pure. On n'a pas éclairci jusqu'à présent le mécanisme d'accélération des électrons et des deutérons dans le plasma, à la suite duquel apparaissent les rayonnements durs observés. Plusieurs mécanismes d'accélération ont été proposés dans la littérature. En général, dans une colonne à symétrie cylindrique, le processus d'accélération dans le champ électrique longitudinal ne peut avoir lieu que dans une région très étroite autour de l'axe, où le champ magnétique transversal est négligeable. De même, sur l'axe de la décharge peut apparaître un champ électrique d'induction très intense, à cause de la variation spatiale du courant discutée ci-dessus; au cours de la seconde contraction de la colonne, l'accélération des charges dans la région axiale est très facilitée par la raréfaction prononcée du gaz dans cette région. Une autre explication serait que le plasma n'est pas contracté uniformément, mais présente des contractions périodiques; dans les régions de constriction maximale, la conductance du plasma est diminuée, permettant la formation d'une très grande chute de potentiel. Mentionnons enfin l'hypothèse selon laquelle la colonne de plasma se tord en prenant la forme d'une hélice, de sorte que les champs électrique et magnétique ne sont plus réciproquement perpendiculaires; dans ces conditions, les porteurs de charge peuvent être fortement accélérés le long des lignes de champ magnétique.

Rappelons brièvement les méthodes expérimentales utilisées pour déterminer les paramètres du plasma pour une décharge en impulsions de grande puissance. Ainsi, une grandeur dont la détermination expérimentale offre un intérêt particulier dans le cas présent est le champ magnétique à l'intérieur du plasma. On peut le déterminer à l'aide d'une sonde magnétique (fig. 188) constituée par une petite bobine, isolée du plasma, par exemple enfermée dans un tube de quartz; la variation locale du champ magnétique induit dans la bobine une force électromotrice, qui est enregistrée oscillographiquement. La distribution du courant dans le plasma peut être déterminée à l'aide d'une sonde de Rogowsky (fig. 189); le courant entouré par cette boucle excite autour de lui un champ magnétique dont les variations induisent à leur tour dans la bobine toroïdale de la ceinture une force électromotrice. L'évolution rapide dans le temps de la luminescence de la colonne de plasma se constate d'habitude en photographiant à l'aide d'un miroir tournant ou par une technique de cinématographie ultra-rapide. La distribution de la pression du gaz peut être déterminée à l'aide de cristaux piézo-élec-

triques, placés en différents points du tube de décharge. Enfin, par les méthodes spectroscopiques, on peut déterminer la température et le degré d'ionisation du gaz. En général, pour la détermination instantanée du courant, de la tension, de l'intensité des raies spectra-

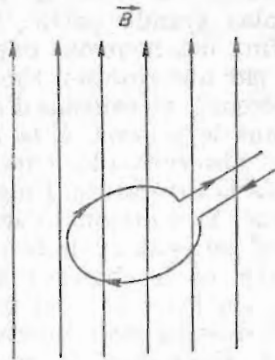


Fig. 188. Sonde magnétique.

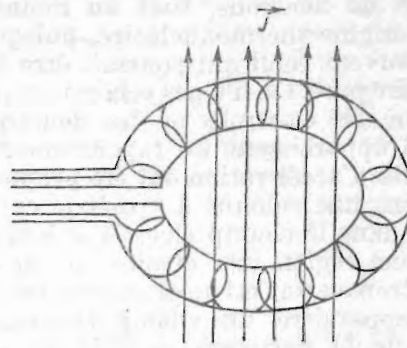


Fig. 189. Ceinture de Rogowsky.

les, des impulsions de pression, etc. on utilise une technique oscillographique spéciale. Les méthodes utilisées pour déterminer les paramètres du plasma sont décrites en détail en [060], [061].

Comme il ressort de l'exposition des données expérimentales, pour élaborer une théorie du développement dans le temps de la colonne de plasma dans son champ magnétique propre, il faut prendre en considération, outre la force magnétique et la pression du gaz, les forces d'inertie qui agissent sur la masse de la colonne de gaz qui se contracte [546]. Considérons donc le stade initial de la contraction lorsque, à cause de sa variation rapide dans le temps, le courant passe dans la couche de haute conductibilité au voisinage de la paroi du cylindre (effet de peau). La force électrodynamique dirigée vers l'axe de la colonne s'applique aussi bien aux électrons et aux ions qu'aux atomes neutres du gaz par l'intermédiaire des collisions. Ce dernier est ionisé et est comprimé radialement en même temps que le cylindre de plasma. En notant par M la masse de l'unité de surface du gaz qui se contracte et en négligeant, pour simplifier, la pression du gaz, l'équation du mouvement radial de la colonne s'écrit

$$M = \frac{dv_r}{dt} = \frac{E^2}{8\pi}, \quad (17.13)$$

où v_r est la vitesse radiale de l'onde de choc, et M est donné par

$$2\pi r M = \int_r^R \rho 2\pi r dr, \quad (17.14)$$

ρ étant la densité initiale du gaz, R le rayon du tube et r le rayon intérieur de la colonne qui se contracte. En intégrant la dernière équation on obtient

$$M = \frac{\rho}{2r} (R^2 - r^2), \quad (17.15)$$

et en tenant compte de l'égalité $v_r = -dr/dt$, l'équation du mouvement (17.13) s'écrit

$$-\frac{\rho}{2r} (R^2 - r^2) \frac{d^2r}{dt^2} = \frac{1}{8\pi} \left(\frac{2I}{r} \right)^2, \quad (17.16)$$

où le courant total I est exprimé en unités électromagnétiques. Le courant de décharge de la batterie de condensateurs, $I = I_0 \sin \omega t$, variant lentement dans le temps par rapport à la durée d'une contraction de la colonne de plasma, nous pouvons considérer $I = I_0 \omega t$. En intégrant dans ces conditions l'équation (17.16) de r à R et considérant un rayon final de contraction $r = R/10$, on obtient pour le temps de développement de l'effet pinch l'expression

$$\tau \approx 1,4R \left(\frac{100\pi\rho}{I_0^2\omega^2} \right)^{1/4} \quad (17.17)$$

où I_0 est donné en A. La dernière formule est en bon accord avec les données expérimentales.

En tenant également compte de la pression du gaz, l'équation du mouvement pour la masse de gaz $m = \pi R^2 \rho$ de l'unité de longueur de la colonne s'écrit

$$\frac{1}{3} m \frac{d^2r}{dt^2} = -2\pi r \frac{B^2}{8\pi} + 2\pi r p, \quad (17.18)$$

où le facteur 1/3 tient approximativement compte de la distribution de la masse m sur la surface d'un cylindre. La solution de cette équation, dans des coordonnées sans dimensions r/R et $z = t/t_1$, où $t_1 = t_1(m, dI/dt)$, est représentée graphiquement figure 190 pour quelques valeurs de la pression réduite initiale α et du moment réduit initial z_0 de la compression. On obtient à partir de la solution de cette équation une expression de la même forme que (17.17) pour le temps de formation de la première compression, notamment

$$\tau = 9 \cdot 10^{-2} R \left[\frac{p_0 \mathcal{M}}{(dI/dt)^2} \right]^{1/4}, \quad (17.19)$$

où p_0 est la pression initiale du gaz, en mmHg, et \mathcal{M} est la masse moléculaire du gaz. L'accord quantitatif de cette expression avec les données expérimentales pour différents gaz est également satisfai-

sant, comme on le voit figure 191. D'autres développements de la théorie présentée ci-dessus se trouvent en [547] — [550].

Cette théorie du développement de l'effet pinch nécessite la réalisation d'une condition essentielle : au début de la décharge, le courant doit passer à travers une mince couche cylindrique adja-

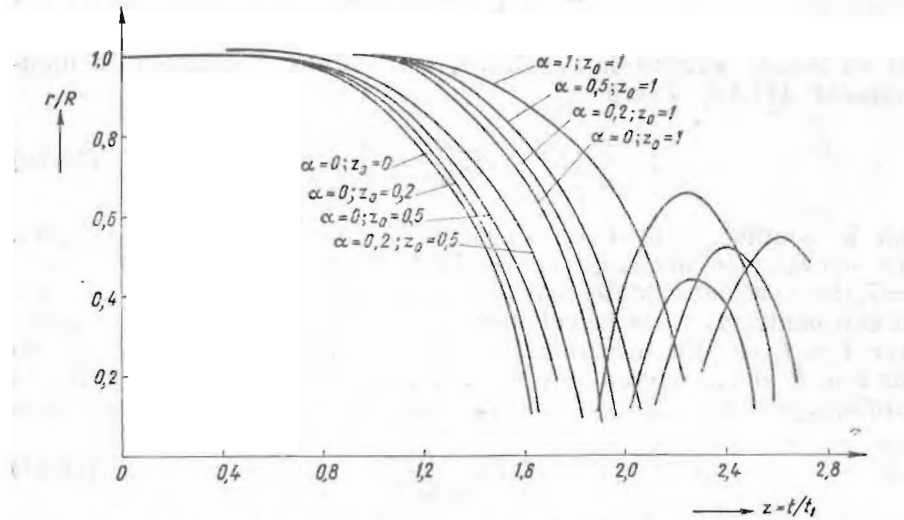


Fig. 190. Solutions de l'équation (17.18) pour différentes valeurs initiales de la pression réduite α et du temps réduit z_0 .

cente aux parois du tube de décharge. C'est l'effet de peau, bien connu dans le cas d'un conducteur solide, la résistance de celui-ci dans un champ de haute fréquence augmentant par suite de l'étendue réduite de la surface par laquelle passe le courant [629]. Ainsi, en uti-

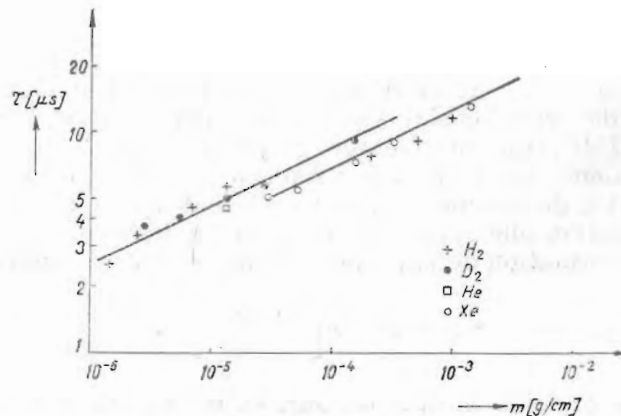


Fig. 191. Relation entre le temps de constriction τ et la masse du gaz par unité de longueur de la colonne.

lisant les équations de Maxwell

$$\begin{aligned}\nabla \times \vec{E} &= -\frac{\mu}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \\ \nabla \times \vec{H} &= \frac{4\pi\sigma}{c} \vec{E},\end{aligned}\quad (17.20)$$

et en tenant compte du développement de $\nabla \times \nabla \times \vec{A}$, on obtient en coordonnées cylindriques l'équation

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E}{\partial r} \right) = \frac{4\pi\sigma\mu}{c^2} \frac{\partial E}{\partial t}, \quad (17.21)$$

dont la solution donne une diminution exponentielle du champ, donc aussi de la densité du courant σE , à partir du bord du conducteur. Si E est périodique, de pulsation ω , la profondeur de l'effet de peau pour laquelle le champ et le courant deviennent $e = 2,718$ fois plus petits est $d = c/(4\pi\omega\sigma\mu)^{1/2}$; plus ω , donc dI/dt , est grand, plus l'épaisseur d de la couche par laquelle passe le courant est petite. La vérification expérimentale directe de la distribution radiale du courant, à l'aide de sondes, a été faite dans le cas de la décharge en champ de haute fréquence ($10^5 - 5 \cdot 10^6$ Hz) [551]; remarquons que dans ces expériences, effectuées dans un tube toroïdal, la vitesse de croissance du courant a atteint $6 \cdot 10^{10}$ A/s, c'est-à-dire qu'elle a été de l'ordre de celle des décharges en impulsions, discutées dans ce paragraphe. Comme on le voit figure 192, l'épaisseur mesurée de l'effet de peau dans le cas d'un conducteur gazeux (décharges de

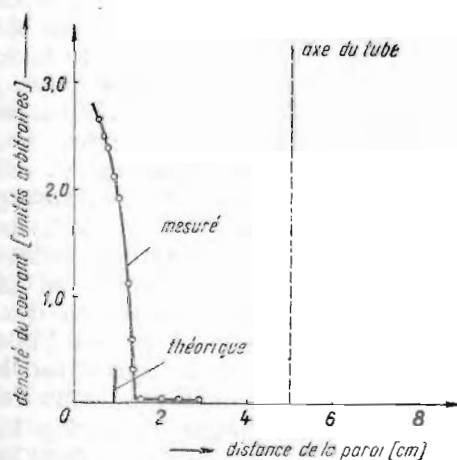


Fig. 192. Effet de peau dans une décharge haute fréquence dans le krypton ($p = 10^{-2}$ mmHg, $\omega/2\pi = 5 \cdot 10^6$ Hz, $dI/dt = 3 \cdot 10^{10}$ A/s).

haute fréquence dans le krypton) est en bon accord avec la valeur théorique.

§18. INSTABILITÉS DANS LE PLASMA

Comme nous l'avons montré au paragraphe précédent, la colonne de plasma chaud, après avoir subi quelques contractions et quelques expansions radiales, devient très instable, se tordant violemment et interagissant avec les parois. Pour diminuer les instabilités dans le plasma qui se contracte par effet pinch, on peut utiliser différentes méthodes. Ainsi, si l'on applique de l'extérieur un champ magnétique axial à l'intérieur du plasma, la pression supplémentaire de ce champ produit une force qui s'oppose au recourbement ou à la striction de la colonne. Une diminution de l'instabilité de la colonne de plasma s'obtient également en utilisant des parois conductrices ; dans ces conditions, lors du déplacement de la colonne à partir de sa position d'équilibre, les lignes du champ magnétique propre B_0 coupent les parois, induisant dans celles-ci des courants qui produisent un contre-champ magnétique stabilisateur.

En général, pour l'étude des phénomènes ayant lieu dans le plasma, les problèmes de stabilité en présence d'un champ magnétique sont d'une importance théorique et pratique particulière, comparable à celle du problème de la stabilité en hydrodynamique, tout en étant bien plus compliqués. On verra plus loin (§ 19) qu'une des applications les plus importantes, l'obtention d'énergie thermonucléaire contrôlée, est conditionnée par l'obtention et le maintien, aussi longtemps que possible, d'une température du plasma très élevée. Ceci est réalisé par l'isolation thermique du plasma à l'aide des champs magnétiques extérieurs et propres, qui diminuent dans une grande mesure le flux de chaleur et de particules de la région occupée par le plasma vers les parois.

Le plasma réel est le plus souvent instable. Aussi, une vaste littérature [026], [034], [044], [077], [078] a-t-elle été consacrée à l'étude de l'instabilité du plasma, et l'on a réalisé de la sorte un progrès important dans la compréhension des causes physiques de nombreux types d'instabilité. En général, on peut diviser ces types en deux grands groupes : hydromagnétiques et cinétiques. Les instabilités hydromagnétiques sont rattachées au déplacement dans l'espace de certaines régions du plasma de dimensions macroscopiques ; pour leur étude on utilise les équations de la magnéto-hydrodynamique. En ce qui concerne les instabilités cinétiques, celles-ci sont engendrées par le comportement différent des particules en un même endroit, et sont étudiées à l'aide de l'équation cinétique des gaz et du champ self-consistant ; un exemple de ce type est l'instabilité d'un faisceau de particules en interaction avec les ions et les électrons du plasma. D'habitude, les instabilités cinétiques sont reliées à l'excitation d'oscillations de haute fréquence et petite longueur d'onde ; ces instabilités sont donc localisées aussi bien dans le temps que dans l'espace, par rapport au mouvement beaucoup plus lent et ample des instabilités du type hydromagnétique.

En général, le plasma chaud se présente comme un système constitué d'électrons, d'ions et d'un champ électromagnétique, son énergie totale étant la somme de l'énergie thermique et de l'énergie ordonnée des particules, de l'énergie électrique et magnétique emmagasinée dans le champ électromagnétique. Toutes ces composantes sont étroitement couplées, se transformant l'une en l'autre soit d'une manière oscillatoire, auquel cas les différents types d'ondes dans les plasmas se forment [022], [023], [028], [040], soit dans une seule direction, le plasma devenant instable.

L'une des méthodes les plus fructueuses d'étude des instabilités consiste en l'utilisation du principe du minimum d'énergie [552] — [555]. Ainsi, en général, tout système est caractérisé par une série de paramètres ξ_k , une variation δW_k de l'énergie totale correspondant à chaque variation infinitésimale $\delta \xi_k$, de sorte que $\delta W = \sum \delta W_k$. Conformément au principe des déplacements virtuels, le système est en équilibre si $\partial W / \partial \xi_k = 0$, c'est-à-dire si les forces généralisées sont nulles; le système est également stable par rapport aux petites perturbations si la condition $\partial^2 W / \partial \xi_k^2 > 0$ est satisfaite, c'est-à-dire si l'énergie est minimale. Mais si un léger déplacement du plasma, par exemple de la forme $\exp [i(m\theta + kz)]$, mène à une variation négative de l'énergie totale du système (qui dans le cas considéré est le plasma plus le champ magnétique), alors le système est instable par rapport à une telle perturbation.

Une autre méthode utilisée souvent consiste en l'application d'une perturbation de la forme $q = q_0 \exp [i(m\theta + kz) + \omega t]$ à la surface du plasma supposé en équilibre. En linéarisant les équations macroscopiques du plasma par rapport aux perturbations du champ électrique et magnétique, de la densité et de la vitesse du plasma et de la densité du courant électrique, prises sous une forme identique, on détermine l'équation de dispersion $\omega = \omega(m, k)$; les valeurs m et k , qui mènent à des valeurs de ω réelles et positives, représentent les perturbations pour lesquelles le plasma est instable. Les résultats obtenus par cette méthode pour une colonne de plasma contrainte par son propre champ magnétique montrent que, en l'absence d'un champ magnétique longitudinal, les instabilités qui augmentent le plus rapidement sont celles de grande longueur d'onde et pour lesquelles $m = 0$. Ces instabilités produisent la constriction périodique de la colonne, une grande différence de potentiel se formant dans les régions de diamètre minimal; mais en appliquant un champ magnétique longitudinal, les instabilités de striction ($m = 0$) deviennent beaucoup plus réduites, celles-ci étant remplacées par des instabilités du type $m = 1$, qui, dans ces conditions, croissent plus rapidement [556] — [562].

Dans ce qui suit, plusieurs types d'instabilités dans le plasma seront étudiés.

a) *Transformation de l'énergie cinétique du faisceau d'électrons et d'ions en énergie d'oscillation longitudinale du plasma.* Considérons un plasma infini et uniforme dans lequel $B = 0$, les composantes de

la vitesse stationnaire sur l'axe Oz des électrons et des ions étant respectivement v_0 et w_0 . En perturbant ces vitesses avec une onde de petite amplitude de la forme $\exp [i(\omega t + kz)]$ et en linéarisant les équations de transfert de quantité de mouvement, on obtient

$$i\omega v_1 + ikv_1 v_0 = -\frac{e}{m_e} E_1 - ik \frac{n_{1e}}{n_e} \bar{u}_e^2, \quad (18.1)$$

$$i\omega w_1 + ikw_1 w_0 = \frac{e}{m_p} E_1 - ik \frac{n_{1p}}{n_p} \bar{u}_p^2.$$

En linéarisant également l'équation de Poisson et les équations de continuité, on obtient

$$\begin{aligned} ikE_1 &= 4\pi e(n_{1p} - n_{1e}), \\ i\omega n_{1e} &= -ik(n_{1e}v_0 + n_e v_1), \\ i\omega n_{1p} &= -ik(n_{1p}w_0 + n_p w_1). \end{aligned} \quad (18.2)$$

En éliminant E_1 , n_{1e} et n_{1p} de (18.1) et (18.2), on obtient le système

$$v_1 [\omega_e^2 + (\omega + kv_0)^2 + k^2 \bar{u}_e^2] - w_1 \omega_e^2 \frac{\omega + kv_0}{\omega + kw_0} = 0, \quad (18.3)$$

$$w_1 [\omega_p^2 + (\omega + kw_0)^2 + k^2 \bar{u}_p^2] - v_1 \omega_p^2 \frac{\omega + kw_0}{\omega + kv_0} = 0,$$

où ω_e et $\omega_p = (m_e/m_p)^{1/2} \omega_e$ sont respectivement la fréquence plasma-électronique et ionique. L'équation de dispersion s'obtient en annulant le déterminant du système (18.3); ainsi nous avons

$$\frac{\omega_e^2}{(\omega + kv_0)^2 + k^2 \bar{u}_e^2} + \frac{\omega_p^2}{(\omega + kw_0)^2 + k^2 \bar{u}_p^2} = 1, \quad (18.4)$$

équation du quatrième degré en ω ; la condition de stabilité requiert que toutes les quatre racines de ω soient des nombres réels.

Pour simplifier, considérons d'abord le cas $w_0=0$, $\bar{u}_e^2 = \bar{u}_p^2=0$; alors l'équation de dispersion (18.4) s'écrit

$$\frac{1}{(\Omega + 1)^2} + \frac{m_e}{m_p} \frac{1}{\Omega^2} = \frac{1}{\Omega_e^2}, \quad (18.5)$$

où $\Omega = \omega/kv_0$ et $\Omega_e = \omega_e/kv_0$. Sur la figure 193 est représenté le membre de gauche de l'équation (18.5), $f=f(\Omega)$; en tenant compte de $m_e/m_p \ll 1$, les racines imaginaires apparaissent si

$$k^2 < \left[1 + \left(\frac{m_e}{m_p} \right)^{1/3} \right]^3 \frac{\omega_e^2}{v_0^2}. \quad (18.6)$$

Ainsi, si la longueur d'onde de la perturbation est suffisamment grande pour que l'inégalité (18.6) soit satisfaite, le faisceau électro-

nique devient instable, cédant son énergie cinétique au champ électrique longitudinal; il est évident que, dans ces conditions, l'effet des électrons « déserteurs » [040], [563] est freiné considérablement. Prenant également en considération l'énergie thermique des

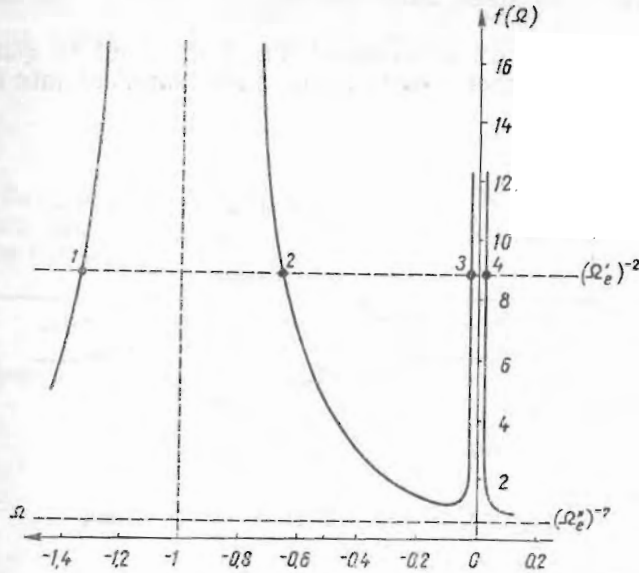


Fig. 193. Représentation graphique de la fonction $f(\Omega)$; Ω_e' représente un état stable, et Ω_e'' un état instable.

électrons du plasma ($u_e^2 \neq 0$) et compte tenu de ce qu'en général $\bar{u}_e^2/v_0^2 < 1$, la condition (18.6) s'écrit

$$k^2 < \left[1 + 3 \left(\frac{m_e}{m_p} \right)^{1/3} - \frac{\bar{u}_e^2}{v_0^2} \right] \frac{\omega_e^2}{v_0^2}; \quad (18.7)$$

alors les vitesses chaotiques des électrons du plasma améliorent la stabilité du faisceau électronique.

b) *Instabilité de surface dans les plasmas.* Pour que les réactions thermonucléaires puissent se produire, le plasma doit être maintenu, à l'aide des champs magnétiques, loin des parois du tube de décharge. Dans ces conditions, si la surface du plasma se trouve dans un état d'équilibre instable, alors les perturbations les plus faibles croissent dans le temps [556], [564]. Du point de vue énergétique, nous avons, dans ce cas, une transformation unidirectionnelle de l'énergie potentielle en énergie cinétique du plasma.

Considérons le cas fréquent où le plasma, ayant une certaine énergie potentielle (due à la perturbation de sa surface) se trouve en équilibre sous l'action de certaines forces de pression. De tels

exemples sont : un plasma qui tourne, la force centrifuge étant équilibrée par la pression du champ magnétique extérieur ; le plasma dans un champ de gravitation, la force de gravitation étant équilibrée par la pression du champ magnétique ; le plasma chaud dont la pression est équilibrée par la pression du champ magnétique. Afin de mieux fixer les idées, nous considérerons dans ce qui suit le dernier cas.

Les équations du mouvement du plasma sont en général non linéaires, mais les légers écarts à l'équilibre satisfont aux équations

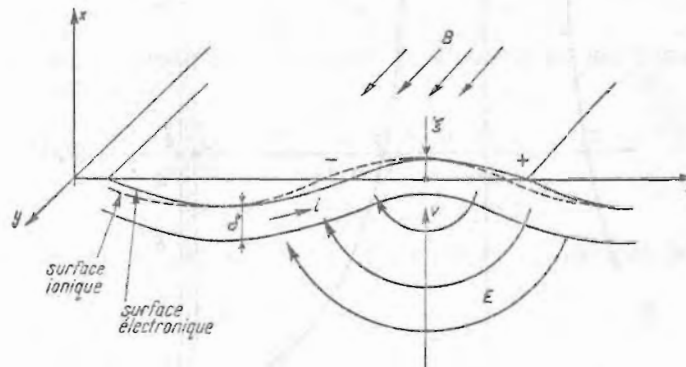


Fig. 194. Instabilité de la surface du plasma.

linéaires. Puisque nous nous intéressons aux conditions de stabilité, et non pas au comportement du plasma pour de grandes perturbations, nous utiliserons l'approximation linéaire. En outre, dans ce cas, toute perturbation pouvant être représentée comme une superposition d'ondes sinusoïdales, considérons une perturbation de la surface du plasma de la forme $\xi = \xi_0 \exp(ikz)$ (fig. 194). Comme la pression du plasma équilibre la pression magnétique

$$p_z + \frac{B_y^2}{8\pi} = C^{te}, \quad (18.8)$$

l'augmentation locale du champ magnétique donnée par

$$p_z = \frac{1}{4\pi} B_y \Delta B_y \quad (18.9)$$

est déterminée par le courant superficiel (seulement électronique),

$$i \approx i_z = \frac{\Delta B_y}{4\pi}. \quad (18.10)$$

A partir des deux dernières équations on obtient

$$i_z = \frac{P_x}{B_y} \quad (18.11)$$

Considérant une couche d'épaisseur δ par laquelle passe le courant électronique superficiel, la vitesse des électrons est fournie par

$$v_z = \frac{P_x}{(e/c)B_y n \delta} \quad (18.12)$$

Du fait de la grande différence de masse entre les électrons et les ions, la couche superficielle engendrera des charges superficielles de densité

$$\sigma = \sigma_0 i \exp(ikz), \quad (18.13)$$

les solutions correspondantes de l'équation de Poisson, $\epsilon \nabla \cdot \vec{E} = 4\pi\sigma$, étant

$$\begin{aligned} E_z &= \frac{4\pi\sigma}{\epsilon} \exp(-kx), \\ E_x &= \frac{4\pi\sigma}{\epsilon} i \exp(-kx), \end{aligned} \quad (18.14)$$

où

$$\epsilon = 1 + 4\pi c^2 \frac{nm_p}{B_y^2}, \quad (18.15)$$

ϵ étant la constante diélectrique du plasma. La grandeur σ_0 peut être déterminée approximativement en égalant l'énergie cinétique maximale des électrons qui transportent le courant dans la couche, $((1/2)m_e(v_z k \xi)^2 n \delta (v_z k \xi))$ est la valeur moyenne de la composante v_z , à l'énergie $(\lambda/2\pi)\epsilon E^2/8\pi = (\lambda/16\pi\epsilon)(4\pi\sigma_0)^2$, emmagasinée dans le champ électrique; il s'ensuit donc

$$\sigma_0 = \left(\frac{8\delta m_e m_e}{\lambda^3} \right)^{1/2} \frac{cnv_z \xi}{B_y} \quad (18.16)$$

Le champ électrique, dont les composantes (18.14) sont dans le plan perpendiculaire au champ magnétique B_y , détermine un mouvement de dérive global du plasma, de vitesse [022], [023], [040]

$$\vec{v} = c \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}, \quad (18.17)$$

dont les composantes sont

$$v_x = \frac{4\pi\sigma c}{\varepsilon B_y} \exp(-kz), \quad (18.18)$$

$$v_z = \frac{4\pi\sigma c}{\varepsilon B_y} i \exp(-kz).$$

D'après l'égalité $\nabla \cdot \vec{E} = \nabla \cdot \vec{v} = 0$, le plasma se présente comme un fluide incompressible, les sources de particules positives et négatives du plasma se trouvant seulement à ses limites; alors il ne se produit qu'un déplacement de la surface du plasma, sans que sa concentration soit changée. La présence de la vitesse v_x des particules à la surface du plasma ($x \approx 0$) entraîne l'augmentation de l'amplitude de la perturbation dans le temps. Ainsi, en utilisant (18.13), (18.16) et $v_x = \partial \xi / \partial t$, à partir de (18.18) on obtient l'équation

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} - \left(\frac{8\delta m_e v_x^2}{m_p \lambda^3} \right)^{1/2} \xi = 0, \quad (18.19)$$

dont la solution est de la forme $\xi = \xi_0 \exp(\omega t)$, où

$$\omega = \frac{v_x}{\lambda} \left(\frac{8m_e \delta}{\lambda m_p} \right)^{1/2}. \quad (18.20)$$

On peut traiter d'une manière similaire l'instabilité du plasma soutenu contre la pesanteur par le champ magnétique extérieur. Dans ce cas, en utilisant l'expression de la vitesse de dérive correspondante [040]

$$\vec{v} = \frac{m_e}{e/c} \frac{g \times \vec{B}}{B^2}, \quad (18.21)$$

on obtient

$$\omega^2 = gk, \quad (18.22)$$

où g est l'accélération du champ de gravitation, et k le vecteur d'onde de la perturbation dans la direction Oz . Ainsi, si le plasma se trouve « au-dessus » des lignes de champ magnétique, sa surface est instable, et s'il se trouve « au-dessous » (c'est-à-dire si nous changeons le signe de g), il est stable.

Si le plasma est en équilibre pour une configuration dans laquelle les lignes du champ magnétique sont courbées, en (18.21) et (18.22) il faut effectuer le changement [040]

$$g \rightarrow \frac{\vec{R}}{R^2} \left(v_{||}^2 + \frac{1}{2} v_{\perp}^2 \right), \quad (18.23)$$

où R est le rayon de courbure des lignes de champ, et les deux termes correspondent l'un à la courbure, l'autre à la non-homogénéité du champ magnétique. Alors la surface du plasma est stable en présence d'une paroi magnétique convexe et instable en présence d'une paroi magnétique concave (fig. 195). Quelques conclusions simples peuvent être tirées de ce critère. Ainsi, par exemple, dans le cas d'un plasma

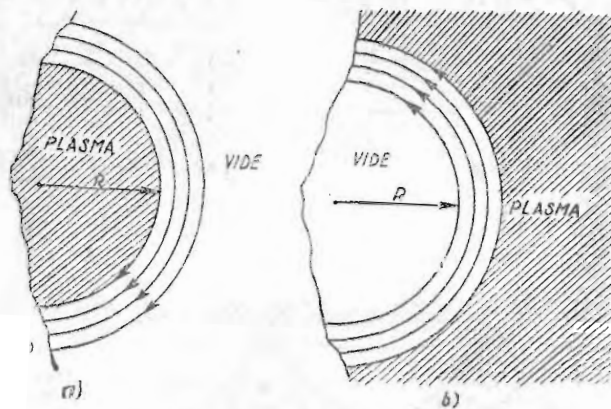


Fig. 195. Schémas concernant la stabilité du plasma dans une configuration à lignes de champ magnétique courbées : a — instable ; b — stable.

toroïdal à champ magnétique axial (appliqué à l'aide d'un solénoïde qui entoure le tore), à la surface extérieure du plasma le rayon de courbure des lignes de champ se trouve vers le plasma, de sorte que le plasma est instable. De même, dans le cas d'un plasma cylindrique, équilibré par le champ magnétique propre, à cause de la courbure défavorable des lignes de champ, des instabilités de surface se manifestent. C'est pour cette raison qu'on a accordé une attention particulière, dans les recherches thermonucléaires, à l'étude des pièges magnétiques à parois convexes ; quelques types de telles configurations sont représentés de manière schématique sur la figure 196, a, b, c. En principe, de tels pièges s'obtiennent en installant autour de la décharge dans laquelle est engendré le plasma, une série de bobines opposées, de sorte que les lignes de champ magnétique se rencontrent et que la paroi magnétique soit convexe vers le plasma. Mentionnons que l'avantage de ces pièges est fortement diminué par l'augmentation des pertes de porteurs de charge à travers les intersections des systèmes voisins de lignes de champ.

c) *La stabilité de la colonne de plasma cylindrique.* Nous avons montré ci-dessus qu'une colonne de plasma dans son champ magnétique propre est instable par rapport aux déformations locales de la surface. Ainsi, par exemple, une déformation sinueuse (fig. 197 b) conduit à un resserrement des lignes de champ d'un côté de la colonne,

ce qui produit une augmentation correspondante de la pression magnétique ($B_t^2/8\pi$), et à un affaiblissement du champ de l'autre côté; la force qui en résulte accentue la déformation de la colonne.

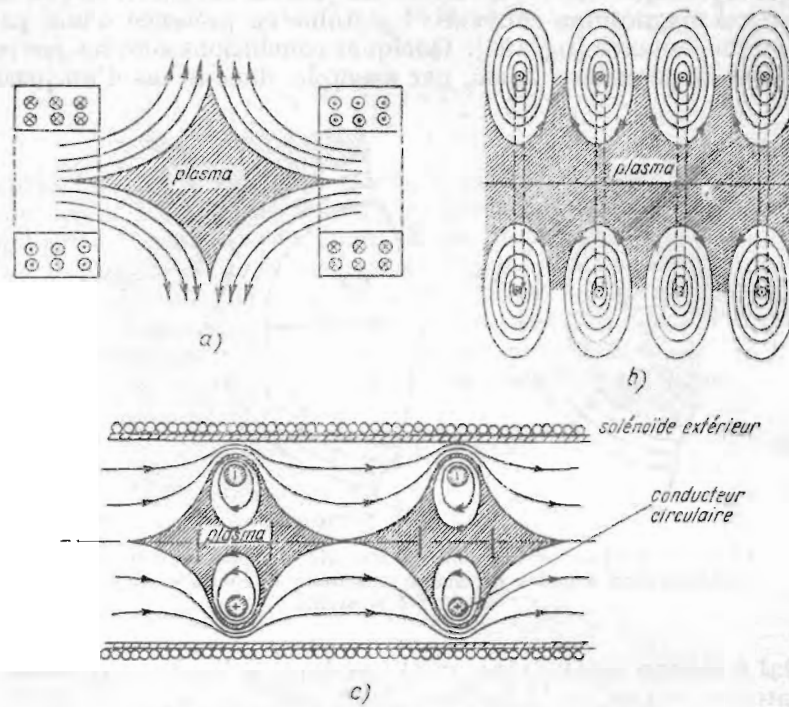


Fig. 196. Pièges magnétiques à parois convexes.

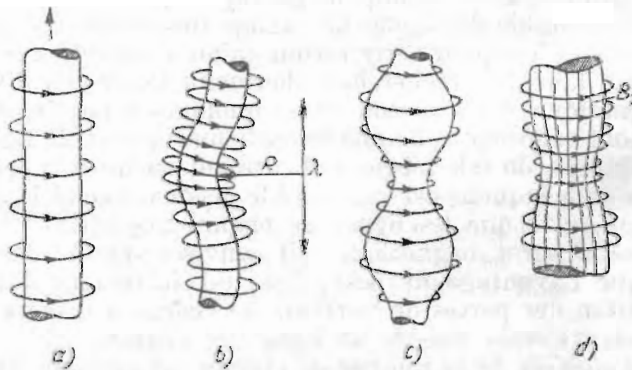


Fig. 197. Stabilité de la colonne de plasma cylindrique: a - colonne stable; b - instabilité de sinuosité; c - instabilité de constriction; d - élimination de l'instabilité de constriction par application d'un champ magnétique axial.

De même, dans le cas d'une déformation de striction (fig. 197 *c*), l'augmentation de la pression magnétique, la pression du plasma étant constante, mène à l'accentuation de la déformation; ce type d'instabilité peut être éliminé par l'augmentation de la pression interne du plasma si l'on y applique un champ magnétique axial (fig. 197 *d*).

Considérons d'abord l'instabilité de sinuosité dans le cas d'une colonne de plasma dans laquelle un champ magnétique axial B_z est « gelé » [022], [023], [040] et autour duquel se trouve le champ magnétique propre B_0 . En notant par λ la longueur de la déformation et par r_0 le rayon du tube de plasma, la force par unité de longueur de la colonne due au champ magnétique propre, en utilisant la loi de Biot-Savart, est

$$F_{ext} = \frac{1}{R} \int_{r_0}^{\lambda} \frac{B_0^2}{8\pi} 2\pi r dr = \frac{r_0^2 B_0^2}{4R} \ln \frac{\lambda}{r_0} \quad (18.24)$$

où $B_0 = B_0(r_0)$. La force élastique, due au champ magnétique axial B_z , s'opposant au recourbement de la colonne, est

$$F_{int} = -\frac{B_z^2}{4\pi R} \pi r_0^2 = -\frac{r_0^2 B_z^2}{4R}; \quad (18.25)$$

alors la force totale est

$$\delta F = \frac{r_0^2}{4R} \left(B_0^2 \ln \frac{\lambda}{r_0} - B_z^2 \right). \quad (18.26)$$

L'expression de F_{int} se trouve en utilisant l'expression donnant la force de Laplace $(1/c)\vec{j} \times \vec{B} = (1/4\pi)\nabla \times \vec{B} \times \vec{B} = \nabla B^2/8\pi - (1/4\pi)(\vec{B}\nabla)\vec{B}$, où le premier terme du dernier membre représente le gradient de la pression magnétique, et le deuxième terme représente la tension des lignes de force magnétiques; la projection de la tension sur la normale à la ligne de champ est $\vec{N} \cdot (1/4\pi)(\vec{B}\nabla)\vec{B} = -B^2/4\pi R$, R étant le rayon de courbure de la ligne. A partir de (18.26) on obtient la condition de stabilité

$$\frac{B_z^2}{B_0^2} \gg \ln \frac{\lambda}{r_0}. \quad (18.27)$$

La condition d'équilibre à la surface du plasma, $p + B_z^2/8\pi = B_0^2/8\pi$, impose $B_z^2 < B_0^2$, de sorte que le tube de plasma ne peut pas être stabilisé à l'aide d'un champ axial intense pour des perturbations de grande longueur d'onde.

Ci-dessus nous avons supposé l'existence d'un champ axial seulement à l'intérieur du plasma; mais si ce champ existe également en dehors du plasma, il se superpose au champ propre azimuthal

pour former un champ total hélicoïdal. Dans ces conditions, le plasma, se courbant selon la direction des lignes du champ, peut se glisser parmi celles-ci. En général, cette instabilité se produit si la longueur λ de la perturbation est égale ou supérieure au pas de la ligne du champ magnétique total à la surface du plasma, soit $2\pi r_0 B_z / V_0$; alors la condition de stabilité s'écrit

$$\lambda < 2\pi r_0 \frac{B_z}{B_0}. \quad (18.28)$$

Les deux dernières conditions montrent que dans ces deux cas il existe une longueur maximale de la perturbation pour laquelle la colonne de plasma est encore stable. Dans le dernier cas, si la longueur de la perturbation est naturellement limitée par les dimensions du système, par exemple par la longueur $2\pi R$ du tore dans le cas de la colonne toroïdale, alors l'instabilité du plasma n'apparaît qu'au-delà d'un certain courant critique exprimé par ($B_0 = 2I/cr_0$)

$$I_{cr} = \frac{c}{2} \frac{r_0^2 B_z}{R}. \quad (18.29)$$

Considérons, pour analyser l'instabilité de striction, une variation δr_0 du rayon de la colonne de plasma. Dans ce cas, la variation du champ magnétique propre (azimutal) $B_0 = 2I/cr_0$ est

$$\delta B_0 = -B_0 \frac{\delta r_0}{r_0}. \quad (18.30)$$

En ce qui concerne la variation du champ magnétique axial, à cause du « figement » des lignes dans le plasma et donc de la conservation du flux, nous avons

$$\delta B_z = -2B_z \frac{\delta r_0}{r_0}. \quad (18.31)$$

En écrivant la variation totale des pressions magnétiques, on obtient à partir des deux dernières relations la condition de stabilité sous la forme

$$2B_z^2 > B_0^2. \quad (18.32)$$

Si le champ magnétique axial est suffisamment intense, l'instabilité de striction peut être éliminée.

En ce qui concerne les perturbations sinusoïdales de grande longueur d'onde, comme on l'a montré ci-dessus, celles-ci peuvent être stabilisées si les parois du tube de décharge sont confectionnées avec un matériau conducteur, de sorte que les déplacements de la colonne créent dans les parois des courants d'induction qui la ramènent dans sa position initiale. L'action stabilisatrice, aussi bien des

parois conductrices que du champ magnétique axial, est utilisée dans une série d'installations expérimentales où s'effectue le chauffage du plasma jusqu'à de très hautes températures (Zéta, Columbus, Alfa, Tokomak, etc.).

Nous avons vu plus haut que le tube de plasma est assez stable pour des perturbations de longueur d'onde relativement petite si les champs B_z et B_θ sont complètement séparés ; mais si les lignes du champ sortent de la colonne, le champ total devient hélicoïdal, la stabilité du plasma diminuant. Dans la pratique, on obtient une séparation des deux champs en provoquant une décharge en impulsion de grande puissance à travers un gaz ionisé au préalable et dans lequel a été appliqué un champ axial B_z . Au début (voir § 17), le courant passe à travers un tube cylindrique mince qui est ensuite contraint radialement par le champ magnétique propre. Comme, dans ces conditions, le gaz est très bon conducteur, le champ axial B_z reste pratiquement « gelé » dans le plasma et est comprimé radialement en même temps que la colonne de plasma. Mais dans les gaz réels, la résistance électrique η étant finie, le champ magnétique diffuse en dehors du canal conducteur dans un temps de l'ordre [022], [023], [040]

$$\tau \approx 4\pi L^2 / \eta, \quad (18.33)$$

où L est une longueur caractéristique du système considéré, pour laquelle les grandeurs macroscopiques varient de façon appréciable (par exemple, le rayon de la colonne de plasma). Ainsi, dans la pratique, après un temps de cet ordre, les champs B_z et B_θ diffusent, donnant naissance à un champ hélicoïdal aussi bien à l'intérieur qu'à l'extérieur de la colonne. Les calculs basés sur le principe du minimum d'énergie et supposant une distribution du courant sur toute la section de la colonne mènent à une condition générale nécessaire de stabilité de la forme [553]

$$\frac{r}{4} \left[\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\frac{B_\theta}{r B_z} \right) \right]^2 + \frac{8\pi}{B_z^2} \frac{dp}{dr} \geq 0, \quad (18.34)$$

qui doit être vérifiée en chaque point du plasma. Pour rendre la grandeur $d(B_\theta/rB_z)/dr$ aussi grande que possible, on applique dans la pratique un champ magnétique axial contraire, en un laps de temps de quelques microsecondes, lorsque le plasma et le champ axial initial se contractent.

d) *L'instabilité de convection.* Pour simplifier, considérons de nouveau un plasma à symétrie axiale, le long duquel passe le courant, le champ magnétique n'ayant qu'une composante azimutale B (fig. 198). La tension des lignes de champ courbées fait que chaque tube de force tend à se contracter vers l'axe. Mais, en régime stationnaire, cette tendance est équilibrée par le gradient de champ magnétique et par la pression du gaz. Si, pour un léger déplacement

radial δr du tube de force, cet équilibre est altéré, alors il se forme ce qu'on appelle l'instabilité de convection.

En considérant un tube étroit à la distance r de l'axe, la condition d'équilibre entre la pression totale à l'intérieur du tube et la tension des lignes de champ dans le tube est

$$\frac{r}{\partial r} \left(p + \frac{B^2}{8\pi} \right) = - \frac{B^2}{4\pi r} \quad (18.35)$$

Pour déterminer la force qui agit sur le tube lors d'un déplacement δr , il faut trouver la variation de certaines grandeurs qui entrent

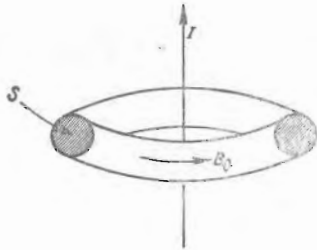


Fig. 198. Instabilité de convection.

dans les calculs. Ainsi, comme le flux magnétique dans le tube $\Phi_t = B_t S$ se conserve et le mouvement est adiabatique, c'est-à-dire que $\delta V/V = -(1/\gamma)\delta p/p$ (V étant le volume du tube et γ le rapport des chaleurs spécifiques), on obtient

$$\frac{\delta B_t}{B_t} = \frac{1}{\gamma} \frac{\delta p}{p} + \frac{\delta r}{r} \quad (18.36)$$

D'autre part, pour un déplacement δr , la pression totale du tube

$$p_t + \frac{B_t^2}{8\pi} = p(r) + \frac{B^2(r)}{8\pi} + \delta p + \frac{B(r)}{4\pi} \delta B_t \quad (18.37)$$

doit être égale à la pression extérieure au point $r + \delta r$

$$p(r) + \frac{B^2(r)}{8\pi} + \frac{dp}{dr} \delta r + \frac{B(r)}{4\pi} \frac{dB}{dr} \delta r, \quad (18.38)$$

de sorte que

$$\delta p + \frac{B}{4\pi} \delta B_t = \left(\frac{dp}{dr} + \frac{B}{4\pi} \frac{dB}{dr} \right) \delta r, \quad (18.39)$$

La force totale qui agit sur le tube est

$$\delta F = \delta \left(\frac{B_t^2}{4\pi r} \right) - \delta \left(\frac{B^2}{4\pi r} \right) = \frac{B^2}{2\pi r} \left(\frac{\delta B_t}{B} - \frac{dB}{dr} \frac{\delta r}{B} \right), \quad (18.40)$$

ou, en utilisant (18.35), (18.36) et (18.39), la condition de stabilité $\delta F/\delta r < 0$ s'écrit

$$\frac{1}{B} \frac{dB}{dr} - \frac{1}{r} + \left(\frac{1}{B} \frac{dB}{dr} + \frac{1}{r} \right) \frac{B^2}{4\pi\gamma p} < 0. \quad (18.41)$$

En introduisant la grandeur

$$U = - \int \frac{dl}{B} = - \frac{2\pi r}{B}, \quad (18.42)$$

la condition (18.41) s'écrit aussi [564], [565]

$$\nabla U \nabla p < \gamma p \frac{(\nabla U)^2}{|U|}. \quad (18.43)$$

En partant de cette condition, écrite sous la forme (18.41), on voit immédiatement que, dans le cas d'un plasma raréfié ($B^2/8\pi p \gg 1$), le champ doit diminuer à partir de l'axe plus rapidement qu'en $1/r$. Dans le cas d'un fluide incompressible ($\gamma \rightarrow \infty$), la condition de stabilité ci-dessus requiert que le champ magnétique n'augmente pas plus rapidement que r .

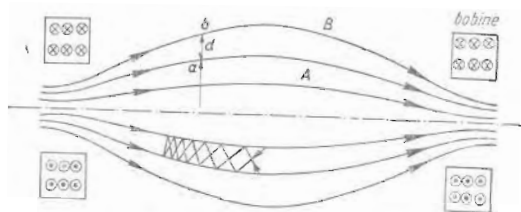


Fig. 199. Piège à miroirs magnétiques.

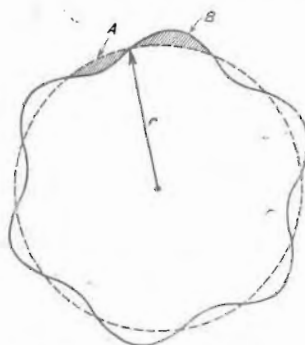


Fig. 200. Instabilité de plissement (section transversale).

e) *L'instabilité de plissement.* Dans le cas du confinement à miroirs magnétiques (fig. 199), [026], [040], [077], [078], la courbure des lignes de champ est favorable au développement des instabilités

du milieu de la configuration et défavorable aux extrémités. Dans ce qui suit, nous analyserons les instabilités produites par la substitution réciproque du plasma et du champ magnétique (domaines A et B sur la figure 200), ce qui conduit à la formation de plis sur la surface du plasma. Considérons une configuration à symétrie axiale de la forme donnée figure 199 et supposons que la pression du plasma est petite par rapport à la pression du champ magnétique. Calculons la variation du champ magnétique qui a lieu lorsque le plasma et le champ magnétique se remplacent l'un par l'autre.

Ainsi, l'énergie magnétique emmagasinée à l'intérieur d'un tube de force est

$$W_m = \int \frac{B^2}{8\pi} S dl = \frac{\Phi^2}{8\pi} \int \frac{dl}{S}, \quad (18.44)$$

où S est la surface de la section du tube, dl l'élément de longueur, et $\Phi = BS = C^{te}$, le flux magnétique à l'intérieur du tube. Alors l'échange de deux tubes à flux égaux, $\Phi_A = \Phi_B$, conduit à une variation nulle de l'énergie W_m ; en effet

$$\delta W_m = \frac{1}{8\pi} \left[\left(\Phi_A^2 \int_B \frac{dl}{S} + \Phi_B^2 \int_A \frac{dl}{S} \right) - \left(\Phi_A^2 \int_A \frac{dl}{S} + \Phi_B^2 \int_B \frac{dl}{S} \right) \right] = 0. \quad (18.45)$$

Pour l'énergie du plasma dans un petit volume V , nous avons l'expression

$$W_p = \frac{pV}{\gamma - 1}. \quad (18.46)$$

La pression scalaire p demeurant constante le long d'un tube de force [040] et le mouvement du plasma étant adiabatique, $pV^\gamma = C^{te}$, nous obtenons pour la variation de l'énergie du plasma lors de son déplacement d'un tube à l'autre, l'expression

$$\delta W_p = \frac{1}{\gamma - 1} \left[p_A \left(\frac{V_A}{V_B} \right)^\gamma V_B + p_B \left(\frac{V_B}{V_A} \right)^\gamma V_A - p_A V_A - p_B V_B \right]. \quad (18.47)$$

Comme les tubes de force sont voisins, $p_B = p_A + \delta p$ et $V_B = V_A + \delta V$, de sorte que la dernière expression devient

$$\delta W_p = V^{-\gamma} \delta(pV^\gamma) \delta V. \quad (18.48)$$

En général, $\delta(pV^\gamma) < 0$ puisque la pression du plasma p diminue à mesure qu'on s'éloigne de l'axe du système. Dans ce cas, la condition de stabilité $\delta W = \delta W_p > 0$, compte tenu de (18.48), devient $\delta V < 0$. Notons que

$$V = \int S dl = \Phi \int \frac{dl}{B}, \quad (18.49)$$

et, puisque, dans l'échange des tubes de force, le flux Φ reste constant, la condition de stabilité s'écrit sous la forme simple

$$\delta \int_B \frac{dl}{B} < 0, \quad (18.50)$$

c'est-à-dire que la différence entre l'intégrale prise sur le tube B et celle prise sur le tube A doit être négative.

Considérons, pour l'interprétation géométrique de cette condition, deux points voisins a et b , respectivement sur deux lignes voisines dans les tubes A et B (fig. 199); entre ces lignes passe un courant négligeable, de sorte que $\nabla \times \vec{B} = 0$ et que l'on peut introduire le potentiel magnétique scalaire. La variation de ce potentiel entre les points voisins a et b est évidemment nulle, c'est-à-dire que

$$\delta \int B dl = 0, \quad (18.51)$$

de sorte que l'inégalité (18.50) peut s'écrire aussi

$$\int \delta \left(\frac{1}{B^2} \right) B dl < 0. \quad (18.52)$$

En désignant par R le rayon de courbure de la ligne (positif si le centre de courbure se trouve dans le plasma) et par d la distance entre les points a et b , il s'ensuit, par des considérations géométriques, que $\delta B/B = -d/R$; la distance d se détermine en observant que le flux d'un tube de force est constant, c'est-à-dire que $2\pi r dB = C^{te}$. Compte tenu de ces considérations, la condition de stabilité s'écrit

$$\int \frac{dl}{rRB^2} < 0. \quad (18.53)$$

De là résulte la stabilité du piège à miroirs magnétiques aux extrémités ($R < 0$) et l'instabilité au milieu ($R > 0$) par rapport aux déformations de plissement de la surface du plasma.

f) *Le confinement du plasma par un champ électromagnétique de haute fréquence.* La possibilité de construire un piège magnétique en utilisant la pression $B^2/8\pi$ exercée par un champ électromagnétique de haute fréquence est basée sur le fait que celui-ci ne pénètre pas dans un milieu conducteur; le plasma est un tel milieu pour des fréquences du champ plus petites que la fréquence du plasma.

Considérons, pour simplifier, une surface plane du plasma maintenu en équilibre par la pression magnétique d'une onde électromagnétique stationnaire (fig. 201); celle-ci est excitée dans une couche d'épaisseur l , limitée d'un côté par une surface conductrice ($x = 0$) et, de l'autre côté, par la surface du plasma ($x = l$), et ses composantes sont

$$E_y^0 = E^0 \sin(\omega x/c); \quad B_z^0 = B^0 \cos(\omega x/c). \quad (18.54)$$

A l'apparition d'une perturbation de la forme $\xi = \xi_0 \exp(ikz)$ à la surface du plasma, un changement de la distribution spatiale du champ électromagnétique se produit, donc également de la distribution de

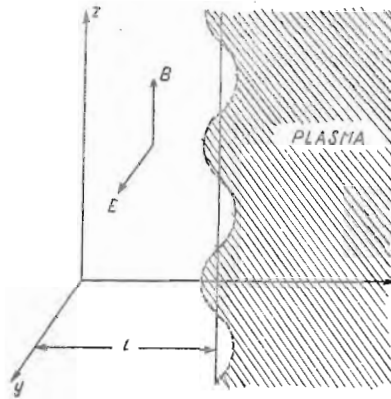


Fig. 201. Concernant la stabilité de la surface du plasma sous l'influence de la pression du champ électromagnétique de haute fréquence.

la pression magnétique $\bar{B}^2/8\pi$ à la surface du plasma. Si, au niveau des protubérances du plasma, la pression magnétique augmente, la condition de stabilité est remplie. En linéarisant les équations de Maxwell par rapport à la perturbation produite par le déplacement de la surface du plasma, nous obtenons

$$\frac{c}{\omega} \frac{dE_y^1}{dx} + B_z^1 = 0, \quad (18.55)$$

$$\frac{d^2 E_y^1}{dx^2} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} - k^2 \right) E_y^1 = 0.$$

Les conditions aux limites s'obtiennent en annulant le champ électrique tangentiel aux deux extrémités de l'intervalle $(0, l + \xi)$, notamment

$$E_y^1(0) = 0,$$

$$E_y^1(l) + \xi \left(\frac{dE_y^0}{dx} \right)_{x=l} = 0. \quad (18.56)$$

Les équations (18.55), avec les conditions (18.56), ont les solutions

$$E_y^1 = -(\omega/c)E^0\xi \frac{\sin \alpha x}{\sin \alpha l}, \quad (18.57)$$

$$B_z^1 = E^0\xi \alpha \frac{\cos \alpha x}{\sin \alpha l},$$

où

$$\alpha = \left(\frac{\omega^2}{c^2} - k^2 \right)^{1/2}. \quad (18.58)$$

La condition de stabilité [566] est remplie si, à l'endroit des protubérances du plasma ($\xi < 0$), la pression magnétique augmente, c'est-à-dire si

$$\cot \left(\frac{\omega^2}{c^2} - k^2 \right)^{1/2} l > 0 \quad (18.59)$$

ou

$$k^2 > \frac{3\pi^2}{4} \frac{1}{l^2}, \quad (18.60)$$

Dans ce paragraphe nous n'avons donné que quelques exemples d'instabilités dans les plasmas. Les recherches dans ce domaine se développent sur une large échelle en vue de confiner magnétiquement un plasma de température élevée. Des développements théoriques, outre ceux déjà cités, se trouvent dans [044], [567] — [582].

§ 19. APPLICATIONS DES DÉCHARGES ÉLECTRIQUES DANS LES GAZ

Les applications classiques des décharges électriques ont trouvé une large diffusion dans différentes branches de la physique expérimentale et de la technique moderne. Mentionnons parmi celles-ci : les méthodes d'ionisation pour l'obtention et la mesure du vide (manomètres d'ionisation, pompes ioniques, etc.), les chambres d'ionisation et les compteurs, les électrofiltres, la technique de l'éclairage moderne et des sources spectrales (tubes luminescents et réclames lumineuses, lampes à vapeur de sodium, lampes à vapeur de mercure à basse ou haute pression, lampes à haute pression à gaz rares, etc.), les redresseurs et les stabilisateurs à décharge électrique (gazotron, stabilatron, thyatron, redresseur à mercure, ignitron), les sources d'ions, les commutateurs d'antenne, etc.

Toutefois, dans ce qui suit, nous ne passerons brièvement en revue que les applications des décharges électriques dans les gaz qui ont été développées plus récemment, telles que :

— les tubes à cathode froide ;

- les lasers à gaz ;
- les générateurs de micro-ondes à plasma ;
- les convertisseurs thermo-ioniques ;
- le plasmatron ;
- les générateurs magnéto-hydrodynamiques ;
- le moteur ionique et la propulsion par éjection de plasma ;
- les réactions chimiques dans le plasma ;
- les réactions thermonucléaires dans les plasmas.

Comme on peut le constater, les applications des décharges électriques dans les gaz se dirigent à présent vers des domaines d'importance vitale tels que : l'électronique, l'automatique, les télécommunications, l'énergétique, la métallurgie, la chimie industrielle, la propulsion des véhicules spatiaux. Il est important de souligner que ces applications tendent à bouleverser les domaines techniques visés.

a) **Les tubes à cathode froide.** Les tubes de décharges électriques à cathode froide fonctionnent d'habitude en régime de décharge luminescente. Utilisés d'abord comme lampes de signalisation et comme stabilisateurs, ils ont acquis dernièrement une large diffusion du fait de leur utilisation dans des circuits électroniques complexes [064] — [067].

Des caractéristiques importantes des tubes à cathode froide sont leurs potentiels d'allumage et de maintien. Pour que ces potentiels soient sensiblement réduits, on utilise des cathodes à surface relativement grande (afin de fonctionner dans le domaine normal de la décharge luminescente) et activée (les plus petites valeurs s'obtiennent pour les cathodes activées par de l'oxyde de césium). De même, ces potentiels peuvent être réduits encore en utilisant des mélanges de gaz (néon-argon) dans lesquels se produit l'effet Penning.

Un autre paramètre important est la durée de fonctionnement, qui est d'autant plus grande que le courant qui passe par le tube est plus faible. Si le courant est trop grand, des effets destructifs dus à la pulvérisation cathodique interviennent. Ainsi, ces effets entraînent aussi bien la destruction de l'activation de la cathode que le dépôt de matériau sur les autres électrodes, ce qui provoque une activation non voulue. Même si la cathode n'est pas activée, la pulvérisation cathodique, accompagnée du dépôt de matériau sur les parois du tube et sur les autres électrodes, mène à une baisse de pression du gaz se trouvant dans le tube. En prenant les précautions nécessaires pour empêcher ces effets, la durée de fonctionnement des tubes à cathode froide peut atteindre environ 10 000 heures.

Pour l'utilisation des tubes à cathode froide dans des circuits à haute fréquence, d'autres paramètres, tels que le temps de désionisation et le temps de retard de la décharge, sont également importants. Ainsi le temps de désionisation dépend de la nature et de la pression du gaz, de la géométrie du tube et de la tension résiduelle des électrodes du tube durant la neutralisation. En ce qui concerne

le temps de retard de la décharge, celui-ci est constitué par le temps de retard statistique et par le temps de formation de la décharge. Pour réduire le temps de retard des tubes à cathode froide, différentes méthodes sont utilisées, telles que l'introduction d'une substance radioactive dans le tube ou la création d'une préionisation à l'aide d'une décharge en régime de Townsend.

Quelques-uns des types les plus répandus de tubes à cathode froide sont les diodes à cathode froide (lampes de signalisation, diodes pour circuits électroniques), les tubes luminescents à cathode froide, les stabilisateurs de tension, les thyratrons (triodes) à cathode froide, les décatrons.

Les lampes de signalisation sont des diodes à cathode froide utilisées pour signaler la présence d'une tension plus grande que leur tension d'allumage. Elles sont connectées en certains points des circuits électriques pour contrôler le fonctionnement du dispositif. Les diodes à cathode froide peuvent être également utilisées dans des circuits électroniques comme amplificateurs d'impulsions, conformateurs, générateurs d'impulsions, circuits temporisateurs, circuits de déclenchement, circuits logiques.

Les tubes luminescents et les tubes pour réclames lumineuses sont d'habitude remplis d'argon (4—6 mmHg) et de vapeur de mercure, une couche de poudre fluorescente étant déposée sur les parois intérieures du tube, qui transforme les radiations ultra-violettes de la décharge en radiations visibles. Les tubes à cathode froide présentent, par rapport aux tubes à cathode incandescente, des avantages supplémentaires. Ainsi, lorsqu'on utilise un très grand nombre de tubes pour l'éclairage, on peut les alimenter en série à l'aide d'un transformateur de haute tension, l'équipement de chaque lampe avec bobine de choc et starter étant donc évité. En outre, la durée de fonctionnement est beaucoup plus longue, et dans le cas de l'utilisation en régime d'impulsions, comme pour les tubes des réclames lumineuses, on ne peut utiliser que des tubes à cathode froide.

Etant donné la faible variation de la tension avec le courant dans le régime de la décharge luminescente normale, on peut utiliser les tubes à cathode froide comme stabilisateurs de tension. Afin de réduire autant que possible cette variation, il faut tenir compte des facteurs suivants. L'augmentation du courant est reliée à une augmentation de la température de la cathode, donc à une baisse locale de la pression du gaz, ce qui conduit à l'augmentation de la tension de fonctionnement. Avec l'augmentation du courant, la région lumineuse de la cathode croît, occupant aussi des surfaces qui se trouvent plus éloignées de l'anode, entraînant l'allongement de la colonne positive et, par conséquent, l'augmentation de la tension sur le tube. Le courant augmentant, la décharge s'étend sur la surface de la cathode également aux endroits où le coefficient γ est relativement petit, ce qui conduit à l'augmentation de la chute cathodique.

Les thyratrons (triodes) à cathode froide sont des tubes qui, outre la cathode et l'anode, ont encore une électrode (grille, starter, trigger) située dans le voisinage de la cathode, de sorte que la tension d'amorçage de l'intervalle grille-cathode est beaucoup plus petite que celle de l'intervalle anode-cathode. Sous l'effet des charges qui prennent naissance dans la décharge auxiliaire entre la cathode et la grille, la tension d'amorçage de l'intervalle principal diminue beaucoup avec l'augmentation du courant de la décharge auxiliaire. Les thyratrons à cathode froide, ayant deux positions stables de fonctionnement (éteint ou allumé), s'utilisent dans les circuits à bascule, dans les compteurs basés sur le système binaire ou décimal, dans les schémas logiques (une proposition logique ne peut avoir que deux significations), les matrices de mémoire, les programmeurs, etc.

Mentionnons enfin l'apparition de certains tubes à cathode froide qui remplissent des fonctions électroniques complexes, remplaçant des schémas entiers. Tel est le *décatron*, un tube à cathode froide pourvu d'un grand nombre d'électrodes et qui, à la réception des impulsions, permet le déplacement du spot lumineux (l'amorçage de la décharge) pour des positions successives.

b) **Les lasers à gaz.** Les lasers représentent des dispositifs d'amplification du rayonnement optique par émission stimulée. Le principe de fonctionnement est, en lignes générales, le suivant. Un atome excité sur un certain niveau peut revenir sur un niveau inférieur aussi bien par émission spontanée que par émission induite sous l'effet d'un rayonnement dont la fréquence correspond à la transition considérée. Le rayonnement émis est en phase et dans la même direction que le faisceau de quanta incidents; en même temps une absorption induite a lieu. Puisque les coefficients d'Einstein d'absorption et d'émission induites sont égaux, le nombre de transitions induites ne dépend que de la population des deux niveaux entre lesquels se produit la transition. Si la population et le temps de vie du niveau supérieur sont plus grands que ceux correspondant au niveau inférieur, on obtiendra une amplification du rayonnement incident.

Dans des conditions ordinaires les niveaux supérieurs sont plus faiblement peuplés que les niveaux inférieurs; on peut toutefois obtenir une inversion de population par différents mécanismes tels que le pompage optique, les collisions électroniques, le transfert d'excitation.

Le pompage optique, qui représente un mécanisme d'excitation dans le cas des lasers solides aussi, produit une inversion de population en utilisant certains rayonnements de longueurs d'onde convenables, qui sont absorbés par le gaz.

Un exemple de laser basé sur les derniers mécanismes d'excitation mentionnés ci-dessus est celui du laser à hélium-néon [583]. Dans ce cas, les collisions électroniques excitent l'hélium sur le niveau métastable 2^3S . Lorsque l'un de ces atomes métastables d'hé-

lium heurte un atome de néon qui se trouve à l'état fondamental, ce dernier est excité dans le groupe de niveaux $2s$ (notation de Paschen), qui ont pratiquement la même énergie que le niveau 2^3S de l'hélium. La probabilité d'excitation du néon dans le groupe de niveaux $2p$, qui est situé à 0,7 eV plus bas que les niveaux $2s$, est beaucoup plus faible, la résonance étant trop large. Le transfert d'excitation offre donc un moyen de peuplement sélectif du groupe de niveaux supérieur, une inversion de population ayant lieu de cette manière. De plus, le temps de vie des niveaux $2s$ est d'un ordre de grandeur plus grand que celui des niveaux inférieurs $2p$.

Des considérations plus amples sur les lasers gazeux se trouvent en [583] — [590].

c) **Les générateurs de micro-ondes à plasma.** On sait que l'émission radio-électrique des étoiles et des nuages cosmiques est reliée aux oscillations du plasma. Il est naturel qu'on se pose alors le problème de contrôler et d'engendrer des oscillations de haute fréquence à l'aide du plasma. Les propriétés des plasmas vis-à-vis des phénomènes de propagation d'ondes (résonance, amplification) sont telles qu'elles permettent en particulier la création de générateurs et d'amplificateurs d'oscillations électromagnétiques dans le domaine millimétrique et submillimétrique.

L'une des méthodes d'amplification des oscillations de haute fréquence est fondée sur l'interaction de la composante électronique du plasma avec un faisceau d'électrons rapides. Ceci conduit à l'augmentation des ondes de densité de charge d'espace dans le faisceau électronique, accompagnée de l'excitation dans le plasma des ondes électrostatiques longitudinales d'amplitude croissante. Le plasma ainsi excité rétrocede de l'énergie au faisceau électronique, amplifiant la modulation initiale de celui-ci.

Une autre méthode pour engendrer des micro-ondes est basée sur le rayonnement de cyclotron du plasma dans un champ magnétique. Ce type de rayonnement est émis par les particules chargées qui, en présence du champ magnétique, ont un mouvement circulaire. La fréquence fondamentale est la fréquence de résonance de cyclotron de l'électron; elle est proportionnelle à l'intensité du champ magnétique. La distribution spectrale du rayonnement de cyclotron est assez plate sur une large gamme d'harmoniques.

Enfin, le bruit thermique habituel du plasma représente une autre source de micro-ondes. La fréquence de Langmuir pour les oscillations des électrons du plasma représente la fréquence limite; à ce point, l'intensité du rayonnement du plasma atteint le niveau de l'intensité du corps noir, l'intensité sur l'intervalle de fréquence unité étant proportionnelle au carré de la fréquence et à l'énergie thermique des électrons du plasma.

En ce qui concerne le problème pratique de la production de micro-ondes à l'aide des oscillations électroniques du plasma, on distingue les étapes suivantes: obtention d'un plasma de densité suffisamment grande (le plasma de l'arc de basse pression, le plasma

de la lumière négative dans les conditions de l'effet de cathode concave, etc.), l'excitation des oscillations dans le plasma et, enfin, le prélèvement de la puissance haute fréquence du plasma.

d) **Les convertisseurs thermo-ioniques.** La conversion thermo-ionique représente un moyen très prometteur de transformer directement en énergie électrique la chaleur d'une flamme ou la chaleur d'origine solaire ou nucléaire. Un convertisseur thermo-ionique est, en général, un tube à gaz ou à vide à cathode incandescente (1 000—2 000°C), émettrice d'électrons, et à anode froide (environ 500°C), collectrice d'électrons. Le principe de fonctionnement des convertisseurs thermo-ioniques, basé sur l'effet déjà découvert par Edison, est, en lignes générales, le suivant. La chaleur cédée à la cathode fait monter une partie des électrons jusqu'à un potentiel suffisamment élevé pour que ceux-ci dépassent le travail d'extraction de la surface de la cathode et sortent dans le vide. Pour arriver au collecteur, ces électrons doivent aussi dépasser la barrière de potentiel due à la charge d'espace négative formée par le nuage électronique se trouvant entre les électrodes. Si les électrons sont collectés sur un métal dont la surface a un travail d'extraction réduit, une partie de l'énergie potentielle peut être conservée pour pousser les électrons dans le circuit extérieur, un travail utile sur une résistance de charge étant ainsi effectué. Sous cet aspect, le convertisseur thermo-ionique est une machine thermique utilisant un gaz électronique comme fluide de travail, dans un processus cyclique.

En général, afin d'obtenir des valeurs optimales pour la puissance débitée et pour le rendement des convertisseurs thermo-ioniques, il est nécessaire que deux conditions fondamentales soient remplies : la différence entre le travail d'extraction de la cathode et de l'anode, c'est-à-dire la différence de potentiel de contact, doit être aussi grande que possible ; les effets destructifs de la charge d'espace existant entre les électrodes doivent être réduits au minimum. La réalisation de la première condition dépend de l'utilisation de matériaux adéquats pour la confection des électrodes. En ce qui concerne la seconde condition, quelques méthodes ont été proposées pour réduire la charge d'espace, notamment : l'utilisation d'un espace très réduit entre la plaque émettrice et la plaque collectrice (diodes à vide) ; l'utilisation de champs électriques et magnétiques croisés (triodes magnétiques) [591], [592] ; la neutralisation de la charge d'espace électronique par l'introduction d'ions positifs (convertisseurs thermo-ioniques à gaz).

La méthode de neutralisation par des ions positifs, qui jouit des plus larges perspectives d'application, est appliquée de diverses manières [068] : l'ionisation de résonance de la vapeur des métaux alcalins, d'habitude le césium, au contact d'une surface incandescente (à travail d'extraction grand) ; l'ionisation en volume dans le régime de l'arc de basse tension (dans la vapeur de césium) ; l'ionisation en volume à l'aide d'une décharge auxiliaire de faible puis-

sance, en courant continu ou en impulsions (aussi bien dans les gaz rares [593] que dans la vapeur de césium [594]); l'ionisation en volume par fragments de fission, dans les réacteurs nucléaires; l'utilisation de gaz ou mélanges gazeux qui favorisent l'ionisation cumulative, l'ionisation par chocs de deuxième espèce, ou en diminuant les pertes d'ions positifs par augmentation du temps de désionisation (notamment, dans le dernier cas, le mélange vapeur de césium-gaz rares [595], [596]).

Les résultats obtenus jusqu'à présent dans l'étude des dispositifs thermo-ioniques, fonctionnant en régime d'arc de basse tension, sont bien encourageants: environ 20% de rendement de transformation sous un débit de 20 A/cm² et 25 W/cm². Il s'ensuit donc que l'incorporation d'un système thermo-ionique dans un réacteur nucléaire conventionnel peut fournir une augmentation sensible du rendement global.

e) **Le plasmatron.** Une application récente du plasma de l'arc électrique a permis la réalisation de progrès importants dans la technique de la coupe ou du dépôt de matériaux, les matériaux réfractaires inclus. Le dispositif construit en vue de ces opérations, dénommé chalumeau à plasma ou plasmatron, utilise la haute température du plasma de l'arc électrique, stabilisé à l'aide d'un jet de gaz (argon ou hélium), injecté tangentiellement par rapport à la direction de fixation de l'arc. La cathode est d'habitude en tungstène, et l'anode en cuivre; dans cette dernière électrode est pratiqué un canal par lequel le jet de gaz projette à l'extérieur le plasma chaud de l'arc. Pour une puissance électrique donnée de l'arc, de l'ordre de quelques dizaines de kilowatts, la température du jet de plasma peut être contrôlée en faisant varier le flux de gaz injecté pour stabiliser la décharge. Plus la vitesse du gaz est faible, plus grande est la température du plasma. Le refroidissement des électrodes s'effectue à l'aide d'une circulation d'eau.

Dans les applications de coupe (d'où le nom de « couteau à plasma »), la flamme de l'arc fait fondre le matériau, et le gaz injecté à grande vitesse éloigne le matériau fondu et vaporisé. Un avantage important du couteau à plasma par rapport au chalumeau oxyacétylénique, outre la température beaucoup plus élevée qu'on peut atteindre, consiste en la possibilité de son utilisation indépendamment des propriétés d'oxydation des matériaux. En outre, ce dispositif peut être utilisé pour la fonte des matériaux les plus réfractaires.

Enfin, le plasmatron est utilisé avec succès pour le dépôt sur des surfaces de différents matériaux tels que Al, Cd, Cu, Au, Ag, Pt, Fe, Ni, Mg, Si, Ta, Zn, Zr et beaucoup d'oxydes et carbures. Le matériau qui doit se déposer s'introduit dans l'arc, étant ensuite porté par le jet de gaz sur la surface du support à couvrir, où il se condense et se solidifie. En général, le matériau adhère initialement au support de façon mécanique, la surface du support étant, au préalable, rendue rugueuse, de sorte que la matière fondue

déposée se solidifie dans les concavités de la surface. Les dépôts réalisés par cette méthode ont un aspect semblable aux structures obtenues par frittage.

f) **Les générateurs magnéto-hydrodynamiques.** Dans les centrales classiques, la transformation de l'énergie thermique d'un gaz en énergie électrique s'effectue d'habitude à l'aide d'une détente. L'énergie ordonnée du gaz, obtenue de cette manière, est transformée en énergie mécanique par une turbine qui met en action le rotor d'une dynamo; cette dernière, toutefois, représente en principe un conducteur mobile en champ magnétique.

La production d'énergie électrique à l'aide du mouvement d'un conducteur qui coupe les lignes du champ magnétique est bien connue déjà depuis les expériences de Faraday. Le principe fondamental du fonctionnement du générateur magnéto-hydrodynamique (MHD) consiste dans le fait que, si le gaz de travail est suffisamment ionisé, il peut jouer lui-même le rôle du conducteur mobile dans un champ magnétique [070]—[073].

Dans sa forme la plus simple, un générateur MHD consiste en un canal par lequel passe un jet de gaz ionisé; dans les parties supérieure et inférieure de ce canal sont montés les pôles d'un aimant et, latéralement, sont placées deux électrodes. Au passage du gaz ionisé dans le canal, le champ magnétique sépare les charges de signes contraires, courbant leurs trajectoires vers l'électrode correspondante. Ainsi, un champ électrique est induit entre les électrodes latérales, et l'énergie électrique est extraite du générateur en reliant ces deux électrodes par une résistance de charge placée dans le circuit extérieur. Le courant électrique qui passe ainsi dans le gaz ionisé réagit sur celui-ci en freinant son mouvement le long du canal du générateur. Cette situation est analogue à celle de la dynamo ordinaire, lorsque le courant, qui est induit dans les conducteurs métalliques qui coupent les lignes du champ magnétique, freine le mouvement du rotor, la force transmise par la turbine étant nécessaire pour le maintenir en mouvement. Dans le cas du générateur MHD, le mouvement du gaz ionisé le long du canal est maintenu par la grande différence de pression existant aux extrémités du canal. La transformation d'énergie aurait lieu intégralement si le jet de gaz était complètement freiné par les forces électro-magnétiques; ceci est évidemment impossible, car la section de sortie du canal devrait alors être infinie. En général, le freinage du jet de gaz est maximal lorsque les électrodes collectrices sont court-circuitées.

On distingue actuellement deux types de générateurs MHD. Le premier, à cycle ouvert, utilise un gaz de combustion, l'énergie chimique étant utilisée pour chauffer le gaz et pour entretenir une ionisation thermique intense. Dans ce but, le fluide de combustion, d'habitude polyatomique (kérosène, éthanol, propane, *n*-heptane, azote, hydrogène), porté à une température de plus de 2 000°C, estensemencé par un métal alcalin (Cs, sels de K, carbonates, hydroxydes). Pour un fonctionnement économique, on utilise comme

oxydant l'air, en général réchauffé et enrichi avec de l'oxygène. Le gaz ionisé, accéléré (par un injecteur) à une vitesse de l'ordre de 500—1000 m/s, entre dans le canal du générateur, où existe un champ magnétique de l'ordre de 5 000—30 000 G. Les charges électriques, séparées par le champ magnétique, sont collectées par des électrodes, qui sont des conducteurs réfractaires, confectionnés en tungstène, graphite, carbure de silicium, etc. ; le matériau isolant du canal est d'habitude l'oxyde de magnésium. On a obtenu de cette façon une f.é.m. de l'ordre de 50—1 400 V et une puissance électrique allant jusqu'à 11 MW. Mentionnons que la température élevée de travail (2 300—3 000°K), utilisée dans ces recherches, a limité la durée de ces générateurs à un maximum de 50 minutes, la résistance électrique de la céramique, utilisée comme isolant, diminuant fortement.

Le deuxième type de générateurs MHD, à cycle fermé, est parfaitement adaptable pour utiliser du combustible nucléaire. Le fluide de travail est constitué dans ce cas de gaz rares,ensemencés aussi à l'aide d'un métal alcalin, et utilisés en régime de recirculation. A l'encontre des générateurs à cycle ouvert, la température de fonctionnement est bien plus basse (1 800—2 500°K), insuffisante pour l'entretien d'une ionisation thermique. Pour cela, on utilise divers processus d'ionisation «hors d'équilibre», comme, par exemple, l'ionisation induite magnétiquement (l'effet Kerrebrock), l'ionisation en champ de radio-fréquence, la photo-ionisation de la semence alcaline, l'ionisation par fragments de fission, l'ionisation par effet Penning, etc.

La température initiale du fluide de travail utilisé dépend uniquement de la source de chaleur et peut atteindre des valeurs allant jusqu'à 3 000°C ; ceci conduit à une très haute valeur du rendement thermique, de l'ordre de 60 %.

Il est intéressant de mentionner que les domaines de température, correspondant aux deux méthodes de transformation de la chaleur en énergie électrique, thermo-ionique (1 000—2 000°C) et magnéto-hydrodynamique (2 000—3 000°C), se complètent réciproquement. Cela permet, en principe, leur utilisation en série ; la chaleur provenant d'une source de température élevée peut être transformée successivement par un générateur MHD, puis par un dispositif thermo-ionique et ensuite par une turbine à vapeur conventionnelle.

g) Le moteur ionique et la propulsion par éjection de plasma. Considérons d'abord la propulsion ionique, dont les perspectives d'application sont très vastes pour les vols spatiaux sur de grandes distances, interplanétaires et même au-delà [597], [598]. Le moteur ionique est en principe basé sur l'accélération dans l'espace d'un faisceau d'ions positifs de grande énergie. L'une des sources d'ions positifs les plus convenables est basée sur l'ionisation superficielle de la vapeur de césium sur une surface poreuse de tungstène incandescent. Une grille d'accélération, portée à un potentiel négatif de quelques milliers de volts, permet d'extraire des ions positifs de

la surface de l'émetteur et de les injecter dans l'espace. En fait, il est nécessaire d'extraire simultanément aussi bien des ions positifs que des électrons, afin d'éviter, d'une part, que le véhicule soit chargé d'une charge totale négative qui attirerait les ions positifs émis et, d'autre part, afin de réduire l'effet de la charge d'espace qui limite le courant ionique. Ainsi, en réalité, à l'arrière du véhicule spatial sont montés un canon ionique et un canon électronique qui fonctionnent simultanément. L'impulsion spécifique du moteur ionique est bien plus importante que celle des autres types de propulseurs basés sur l'éjection de matière.

Deux autres méthodes de propulsion, basées sur l'éjection de plasma, paraissent avoir de l'avenir dans les vols spatiaux de distance moyenne : la propulsion par éjection du plasma d'un arc électrique et la propulsion magnéto-hydrodynamique.

En général, le dispositif à jet d'arc est similaire aux propulseurs habituels, basés sur la combustion chimique, à la seule différence que l'énergie nécessaire pour le chauffage du gaz propulseur provient de la chaleur dégagée par l'arc électrique. Cette énergie, cédée au gaz durant la décharge, est complètement thermique ; durant l'évacuation du gaz par l'orifice de sortie, cette énergie chaotique se transforme en énergie orientée sur l'axe d'expansion. L'impulsion spécifique maximale du propulseur à jet d'arc est de 2 000 secondes environ (le rapport entre la vitesse des particules à la sortie et l'accélération de la pesanteur au niveau de la mer). Pour atteindre ce chiffre, le gaz de travail doit être très léger, par exemple de l'hydrogène mono-atomique, ou même de l'hélium, puisque la vitesse maximale des particules est proportionnelle à la racine carrée du rapport de la température à la masse des particules.

En ce qui concerne le dispositif de propulsion magnéto-hydrodynamique, celui-ci se compose d'un générateur de puissance, d'où partent deux rails conducteurs sur lesquels se trouve un filament métallique posé transversalement. En fournissant à ce circuit une impulsion de courant suffisamment grande, le filament se vaporise, et à sa place il se forme un pont de plasma par lequel le courant continue de passer. La pression magnétique, correspondant aux lignes de force qui passent par la boucle du circuit considéré, pousse le seul élément libre du circuit, le plasma, le long des deux rails, le propulsant dans l'espace. Ce dispositif représente, au fond, un canon de plasma. On peut remplacer le filament métallique par un gaz ionisé quelconque, engendré après l'amorçage d'un arc électrique de très grande intensité entre deux électrodes, qui sont connectées aux condensateurs chargés à une haute tension. Le champ magnétique, fermé par le circuit condensateurs-électrodes-arc, accélère le plasma au-dehors, l'éjectant à une vitesse qui peut atteindre 10^7 cm/s. De tels plasmoides, contenant environ $5 \cdot 10^{19}$ protons, ont été obtenus à l'aide de deux électrodes cylindriques coaxiales.

h) Réactions chimiques dans le plasma. Du fait de la présence d'un grand nombre de particules actives (électrons, ions, atomes et molécules excitées, photons, ions complexes, radicaux libres), les processus élémentaires qui ont lieu dans le plasma des décharges électriques dans les gaz peuvent déclencher une gamme très variée de réactions chimiques, qui sont difficilement réalisables et, souvent, impossibles à réaliser par les méthodes usuelles [050], [074], [075]. C'est ainsi qu'a été mise en évidence, à l'aide des méthodes de la spectrographie de masse, la présence dans la décharge électrique de traces atomiques de H, N, O, de combinaisons moléculaires He₂, Ne₂, HeHg et de certains radicaux libres.

En général, les réactions chimiques qui ont lieu dans les décharges électriques dans les gaz peuvent être classées en réactions aux électrodes et aux parois du tube de décharge et en réactions dans le volume du gaz. Deux processus distincts ont également lieu, à savoir, d'une part, la formation de nouvelles liaisons, qui mènent à la création de certaines molécules complexes, et, d'autre part, la destruction des liaisons existantes, de sorte qu'il se crée ainsi des molécules plus simples ou des radicaux libres.

Réactions chimiques aux électrodes et aux parois. A la cathode, ces réactions ont lieu entre les ions positifs accélérés dans la chute cathodique et les atomes de la surface de la cathode. Ainsi, l'ion incident, en fonction de son énergie, sa masse, sa charge et sa section efficace, ainsi que des propriétés du matériau de la cathode, peut pénétrer dans le réseau atomique de la surface de la cathode où il forme des alliages ou des solutions solides. A la suite du bombardement ionique, une autre série de réactions peut avoir également lieu : la pulvérisation cathodique, la corrosion chimique, la formation de cavités dans le réseau et leur occupation par les ions incidents, l'élargissement de la zone d'oxyde de la surface de la cathode, la formation à la surface d'une mosaïque, due à l'alternance des régions où sont formés les différents composés chimiques, etc.

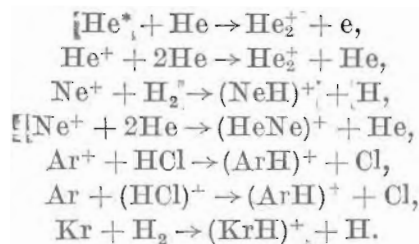
L'anode, à cause de son potentiel positif par rapport au volume du plasma, attire les particules chargées négativement (électrons, ions négatifs, radicaux libres chargés négativement). Le bombardement électronique sur l'anode peut mener à la dissociation des molécules ou des composés adsorbés à la surface de l'anode, ainsi qu'à la volatilisation des atomes faiblement liés dans le réseau ; ce dernier processus peut être utilisé pour éloigner les impuretés des solides. Un exemple de transformation par bombardement électronique des couches adsorbées sur l'anode est la réaction de polymérisation du silicium.

L'anode, aussi bien que la cathode, peuvent jouer le rôle de catalyseurs dans certaines réactions, telle que la formation de l'ozone dans la décharge luminescente à électrodes d'aluminium. En outre, les électrodes peuvent provoquer la contamination du gaz, en accélérant ou en freinant la vitesse des réactions qui ont lieu dans le volume du plasma.

Les parois du tube de décharge jouent un rôle actif dans certaines réactions. Ainsi, en même temps que la diffusion ambipolaire des électrons et des ions vers la paroi, on observe aussi la diffusion des différents composants du gaz, qui ont une grande concentration sur l'axe de la décharge et une petite concentration à la paroi. Un tel processus se produit dans la décharge dans l'hydrogène où, par dissociation, il se forme de l'hydrogène atomique; celui-ci diffuse à la paroi, où le coefficient de recombinaison est très grand du fait de la possibilité d'absorption par la paroi de l'énergie dégagée par la réaction. L'état de la surface de la paroi de verre a une influence considérable sur la vitesse de recombinaison superficielle; en général, plus la paroi est propre, plus ce processus est lent.

Réactions chimiques en volume. En général, les particules du plasma n'ont pas nécessairement la même température, l'écart à l'équilibre thermique augmentant avec la diminution de la pression; par contre, à des pressions suffisamment grandes, l'échange intense d'énergie mène à une baisse considérable de la température des électrons du plasma. Tout comme pour le gaz électronique, d'autres particules du plasma peuvent, dans certaines conditions, s'écarter beaucoup de l'équilibre thermique (molécules excitées sur des niveaux de vibration, atomes sur des niveaux électroniques métastables, certains types d'ions).

Dans le plasma des décharges électriques, la nature chimique des molécules peut être radicalement changée. Ainsi, par exemple, lors de la collision d'un électron et d'un atome de gaz rare, on peut exciter un électron de la couche extérieure sur un niveau qui, normalement, n'est pas peuplé, lui permettant de former des liaisons chimiques avec d'autres atomes. Ainsi, l'hélium et l'argon peuvent s'oxyder facilement dans les conditions de la décharge. D'autres exemples où les gaz rares deviennent chimiquement actifs, sont :



Dans des conditions normales, les composés des gaz rares ne sont pas stables, car ils se décomposent après l'interruption de la décharge; toutefois, ils peuvent jouer un rôle important, comme catalyseurs, pour différentes réactions qui ont lieu dans le plasma.

Une autre modification de la nature chimique des molécules dans les décharges dans les gaz peut se produire au cas où la couche extérieure des atomes est presque complète. A la suite des collisions avec les électrons du plasma, on peut exciter les électrons des cou-

ches atomiques internes dans la couche extérieure, le gaz devenant ainsi chimiquement inactif. Il ressort donc, des exemples susmentionnés, que la loi d'action de masse peut souvent être transgressée pour les décharges électriques dans les gaz.

Nous mentionnerons encore quelques réactions importantes produites par collisions des molécules du gaz avec les électrons du plasma et à la suite desquelles sont engendrés des radicaux libres : la dissociation de la molécule d'hydrogène H_2 , accompagnée de la formation de H , H^+ , H_2^+ ; la dissociation de la molécule d'oxygène O_2 , en O^+ , O^{++} , O_2^{++} , O^- ; la dissociation de la molécule d'azote N_2 en N , N^* , N^+ , N_2^+ ; la production de radicaux libres d'halogènes tels que I_2 (I , I^+ , I^- , I_2^-), Br_2 (Br , Br^- , Br_2^-), Cl_2 (Cl , Cl^- , Cl_2^-) ; la production du radical OH dans les décharges effectuées dans la vapeur d'eau.

Les chocs électroniques produisent, dans la vapeur des hydrocarbures, une gamme très variée d'ions positifs, par exemple : l'acétylène C_2H_2 (C_2^+ , CH^+ , C_2H^+ , $C_2H_2^+$), le butadiène C_4H_6 (C_3H^+ , C_4H^+), le vinylacétylène C_4H_4 (C_4H^+ , $C_4H_2^+$, $C_4H_3^+$), le benzène C_6H_6 (H^+ , C^+ , H_2^+ , C_2^+ , C_3^+ , C_4^+ , C_5^+ , C_6^+ , $C_6H_6^+$, $C_6H_5^+$, $C_6H_4^+$, $C_6H_3^+$, $C_6H_2^+$, C_6H^+ , $C_5H_3^+$, $C_5H_2^+$, C_5H^+ , $C_4H_4^+$, $C_4H_3^+$, $C_4H_2^+$, C_4H^+ , $C_3H_3^+$, $C_3H_2^+$, C_3H^+ , $C_2H_4^+$, $C_2H_3^+$, $C_2H_2^+$, C_2H^+ , CH_3^+ , CH_2^+ , CH^+ , $C_6H_7^+$, $C_6H_5^+$, $C_6H_3^+$, C_4H^{++}). Ces ions ont à leur tour de larges possibilités de réaction avec la vapeur des hydrocarbures. De même, la présence dans le plasma des décharges dans les gaz de certaines impuretés de vapeur d'hydrocarbures peut mener à des modifications importantes des réactions qui ont lieu dans le gaz de base ; les ions produits à la suite de réactions avec les hydrocarbures peuvent former des composés avec les molécules du gaz principal ou peuvent jouer le rôle de catalyseurs.

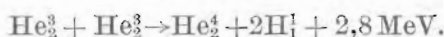
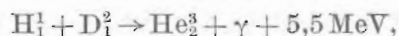
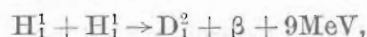
Le domaine de l'électrochimie des gaz le plus amplement étudié, en raison des diverses applications industrielles, est la dissociation et la polymérisation des hydrocarbures [599], [600]. Mentionnons, en outre, la production de l'oxyde d'azote NO , de l'ammoniac NH_3 , du mono-oxyde de soufre SO , de l'acide cyanhydrique HCN .

Parmi les types de réacteurs utilisés fréquemment pour produire des réactions chimiques dans le plasma, mentionnons la décharge en étincelle, l'arc électrique, la décharge luminescente, la décharge en couronne, la décharge sombre, la décharge sans électrodes et de haute fréquence ; des réactions importantes s'obtiennent également dans le plasma engendré à l'aide d'ondes de choc de grande puissance, ainsi que dans le plasma produit par bombardement par fragments de fission.

i) **Réactions thermonucléaires dans le plasma.** Les réacteurs nucléaires actuels sont basés sur la libération de l'énergie par fission des noyaux lourds, en utilisant comme combustible des produits naturels assez rares sur la surface de la terre ; le plus convenable des noyaux lourds est l'uranium U^{235} , dont la fission se produit à la suite de la capture des neutrons lents.

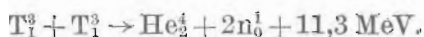
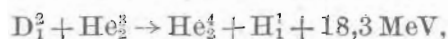
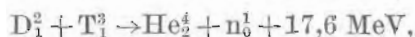
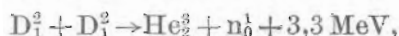
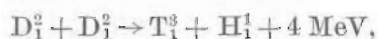
Il existe toutefois une autre source d'énergie nucléaire infiniment plus abondante; elle est basée sur la réaction de synthèse de l'hélium, partant du noyau d'hydrogène (la barrière coulombienne est la plus petite), ou, en pratique, de son isotope, lourd, le deutérium, qui constitue 1/6 000 de l'hydrogène naturel. Il est donc possible de disposer d'une source d'énergie pratiquement illimitée, qui utilise l'eau de mer comme combustible. Un autre avantage important par rapport aux réactions de fission est le fait que, d'habitude, les produits finals des réactions de synthèse (fusion) ne sont pas radioactifs ou, s'ils le sont, leur temps de vie est très court.

Comme on le sait, une grande partie de l'énergie du soleil et d'un grand nombre d'étoiles est fournie par des réactions de synthèse des éléments légers du type :



Ces réactions fortement exothermiques ont lieu pour les hautes températures existant à l'intérieur des étoiles : leur maintien à l'état stationnaire est dû à l'immense pression gravifique des couches extérieures. Le combustible de ces réactions est l'hydrogène, qui représente la plus grande partie de la substance de l'univers.

Les réactions de synthèse susmentionnées, et surtout la première, sont très lentes, mais elles sont favorisées par le vaste volume de la région où elles ont lieu, l'énergie étant libérée dans un très grand volume, tandis que les pertes n'ont lieu qu'à la surface. Sur Terre, il faut utiliser des réactions beaucoup plus rapides, employant du deutérium, et notamment



Les sections efficaces de ces processus ont été déterminées par la projection d'un faisceau d'ions de deutérium sur certaines cibles d'eau lourde ou de deutérium liquide, et ont, en général, une expression de la forme

$$Q = (A/\varepsilon) \exp(-B/\varepsilon^{1/2}),$$

où ε est l'énergie cinétique disponible dans le système du centre de masse, et les constantes A et B dépendent des charges des noyaux qui entrent en collision; on voit de cette expression que la section efficace présente un maximum pour une certaine énergie. Parmi les

processus ci-dessus, la réaction entre le deutérium et le tritium est la plus favorable, car elle possède la plus grande section efficace ($Q_{max} \approx 5 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$), à une énergie, donc température, relativement basse ($\epsilon_{max} \approx 0,1 \text{ MeV}$), libérant en même temps une énergie appréciable (17,6 MeV). La réaction $D_1^2 + D_1^2$, qui a lieu en deux variantes également probables ($Q_{max} \approx 0,09 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$), fournit aussi le combustible pour les autres réactions, notamment le tritium T_1^3 et l'hélium He_2^4 ; de même, les projets de réacteurs thermonucléaires supposent que leurs parois contiennent du lithium qui, par absorption des neutrons libérés par les réactions, produit du tritium et fait chauffer les parois.

Le bilan énergétique du bombardement de l'eau lourde, du deutérium liquide ou d'un plasma froid, par des ions rapides de deutérium, est extrêmement défavorable puisque la plus grande partie de l'énergie du faisceau d'ions est dépensée en collisions élastiques et inélastiques (excitations et ionisations). Toutefois, dans un gaz très chaud, les pertes par collisions inélastiques sont éliminées parce que, en général, l'ionisation thermique devient appréciable à une température beaucoup moins élevée que celle nécessaire pour la production des réactions nucléaires de synthèse. Dans ces conditions, le gaz, formé d'éléments légers, est constitué d'un mélange de noyaux et d'électrons, formant alors un plasma totalement ionisé. Le bilan énergétique devient favorable à des températures de plasma suffisamment élevées pour que l'énergie libérée par les réactions thermonucléaires qui ont lieu entre les noyaux légers dépassent l'énergie nécessaire au chauffage du plasma. Le surplus d'énergie peut être transformé directement ou indirectement (par un cycle thermique) en énergie électrique. La première méthode peut donc se baser sur une augmentation de la pression du plasma suffisamment grande pour qu'elle puisse pousser au-dehors les lignes du champ magnétique, des courants étant ainsi induits dans les conducteurs externes; la seconde méthode est basée sur la transformation de la chaleur reçue par les parois en énergie électrique.

Parallèlement à la production d'énergie à l'aide des réactions thermo-nucléaires de synthèse, de l'énergie est perdue aussi par rayonnement ou par perte de particules rapides.

L'une des plus importantes pertes d'énergie est constituée par le rayonnement de freinage (*Bremsstrahlung*), qui est dû à la variation du vecteur vitesse des électrons à la suite de l'interaction coulombienne. Le calcul montre que la puissance rayonnée à la suite de l'interaction électron-noyau (rayonnement d'un dipôle) est exprimée par

$$P_r = 1,7 \cdot 10^{-34} Z^2 n^2 T_e^{1/2} [\text{W/cm}^3],$$

celle-ci étant beaucoup plus grande que la puissance rayonnée par un quadripôle électron-électron. Il s'ensuit que la puissance du rayonnement de freinage augmente lentement avec la température des électrons ($\sim T_e^{1/2}$), à l'encontre du rayonnement du corps noir ($\sim T^4$);

cette situation présente un avantage remarquable et elle est due au fait que le plasma est transparent pour le rayonnement de freinage. La puissance P_r est pourtant très sensible à la charge du noyau Z . Ainsi, bien que cette perte soit relativement petite pour le plasma de deutérium ($Z = 1$), elle augmente beaucoup en présence des impuretés d'oxygène ($Z = 7$) et d'azote ($Z = 8$), présentes à la suite de l'évacuation de l'air, et surtout en présence du silicium ($Z = 14$), ou de vapeurs métalliques, libérées par les parois du tube et par les électrodes en contact avec le gaz brûlant.

Une autre perte d'énergie par rayonnement provient du mouvement des électrons sur des orbites circulaires autour de la direction du champ magnétique. Cette émission se produit dans la bande de fréquence $\nu = eH/2\pi mc$ et ses harmoniques, jusqu'à la fréquence propre des électrons du plasma, au-delà de laquelle l'énergie rayonnée ne peut plus sortir du plasma.

Dans ce qui suit, nous mentionnerons brièvement quelques processus entraînant la perte des particules énergiques du plasma.

Comme on l'a exposé au paragraphe précédent, la pression du plasma peut être équilibrée par la pression du champ magnétique. Pourtant, même dans ces conditions, une partie de l'énergie du plasma se perd par suite de la diffusion des électrons et des ions, transversalement aux lignes du champ magnétique; la vitesse de dérive correspondant à ce processus prend la forme

$$\mu \sim \text{grad } p/H^2 T^{3/2}.$$

Mentionnons que, simultanément à la diffusion des particules chargées transversalement au champ magnétique, le processus inverse se produit également: la diffusion des lignes de champ magnétique à l'intérieur du plasma.

Un autre mécanisme de perte d'énergie est dû à la présence des atomes neutres. Ainsi, outre le fait que l'excitation de ces atomes est accompagnée de la perte par rayonnement de l'énergie correspondante, le transfert de charge entre l'atome neutre et un ion positif rapide du plasma peut se produire; à la suite de ce dernier processus se forment un ion lent et un atome neutre rapide, qui, n'étant pas retenu dans le piège magnétique, cède son énergie cinétique aux parois du tube. Pour réduire ces pertes, un haut degré d'ionisation du plasma est nécessaire.

Dans certaines conditions, des faisceaux d'électrons ou d'ions positifs rapides peuvent se former dans le plasma, qui cèdent leur énergie aux parois du tube de décharge, provoquant l'émission de neutrons et de radiations Roentgen durs. Un tel processus est subi par les électrons (« déserteurs ») si ceux-ci ont acquis une énergie qui dépasse le maximum de la section efficace de l'interaction coulombienne. De tels faisceaux se forment aussi à cause de l'effet « pinch » (voir § 17), lorsque sur l'axe de la décharge se forme momentanément un champ électrique intense.

Enfin, des pertes de particules peuvent encore être provoquées par les instabilités du plasma (voir § 18) ou par un régime turbulent, lorsque le plasma s'enroule violemment et de façon non contrôlable, se déchirant et atteignant les parois, où il se refroidit. De même, des pertes de particules sont inhérentes à la géométrie du champ magnétique qui limite le plasma, entraînant l'existence de « cônes de perte » ; les particules qui se meuvent sous un angle suffisamment petit par rapport à la direction du champ magnétique réussissent à quitter le plasma.

En général, la condition d'auto-entretien d'un réacteur thermonucléaire s'obtient lorsque l'énergie libérée par les réactions de synthèse compense les pertes. La puissance produite par unité de volume par les réactions thermonucléaires dans le plasma chaud est exprimée par

$$P_i = (1/2) n^2 \overline{Q v} \Delta,$$

où n est la concentration des noyaux, et Δ est l'énergie libérée par une seule réaction (le facteur $1/2$ apparaît parce que les paires de noyaux qui entrent en collision doivent être comptées une seule fois). En tenant compte de la distribution maxwellienne des noyaux selon les vitesses et de l'expression de Q , nous obtenons la dépendance de la grandeur $\overline{Q v}$ vis-à-vis de la température du plasma. En considérant d'autre part que, à l'exception du rayonnement de freinage, les autres pertes peuvent être rendues très petites, nous obtenons de l'équation $P_i = P$, la température critique au-delà de laquelle les réactions thermonucléaires s'entretiennent toutes seules ; cette température est de l'ordre de 4.10^8 °K pour le plasma de deutérium et de l'ordre de 4.10^7 °K pour le mélange deutérium-tritium (50%).

En conclusion, pour produire des réactions thermonucléaires, il est nécessaire de procéder à une série d'opérations préliminaires telles que : création d'un plasma complètement ionisé de concentration suffisamment grande, chauffage du plasma à une température très élevée, de l'ordre de 10^8 – 10^9 °K et, enfin, maintien de la température et de la densité du plasma pendant un temps suffisamment long par rapport au temps moyen des réactions de synthèse, $\tau = 1/n\overline{Q v}$. Nous décrirons brièvement, dans ce qui suit, le principe de certaines installations qui sont à l'étude en vue d'obtenir des réactions thermonucléaires et qu'on peut répartir en trois catégories : installations basées sur l'effet « pinch », installations à miroirs magnétiques et installations du type « Stellarator ».

Installations à effet « pinch ». Les premiers dispositifs étudiés étaient basés sur l'effet « pinch » linéaire (voir § 17) tels que, par exemple, les réacteurs du type « Columbus » ou ceux étudiés par Artsimovitch, Golovine et leurs collaborateurs en U.R.S.S. Ces dispositifs comportaient une décharge en impulsion de grande puissance (utilisant une batterie de condensateurs), le circuit extérieur ayant une très faible inductance. Rappelons qu'à cause de l'effet de peau, dans ce type de décharge le courant passe par la couche exté-

rière du gaz, le tube de courant se contractant et se dilatant tel un piston. Étant donné l'absence de champ magnétique à l'intérieur de ce tube de courant, les pertes de particules du plasma aux extrémités du tube sont très grandes.

Les pertes aux extrémités du tube peuvent être éliminées dans le cas de l'effet « pinch » toroïdal, en supprimant les électrodes et en excitant la décharge par induction (installations Zéta, Perhapsatron, Sceptre). L'avantage de cette géométrie consiste dans le fait que les lignes de courant se referment à l'intérieur du tube. Pour stabiliser le plasma par rapport aux instabilités de sinuosité (voir § 18), on applique un champ magnétique axial supplémentaire à l'aide d'un solénoïde qui s'enroule autour du tore. Pourtant, même dans ce cas, des pertes importantes de particules se produisent. Ainsi, la courbure du champ magnétique toroïdal donne aux électrons et aux ions positifs un mouvement de dérive en sens opposé, parallèlement à l'axe du tore ; mais ceci mène à une séparation des charges sur une direction perpendiculaire au plan du tore et à l'apparition d'un champ électrique correspondant qui transforme d'axial en radial le mouvement de dérive, poussant le plasma vers la paroi du tore. On verra plus loin que ces pertes peuvent être réduites dans les installations du type « Stellarator ».

Nous avons considéré plus haut l'effet « pinch » habituel, lorsque le plasma est comprimé vers l'axe du système. Mais la stabilité du plasma peut être améliorée si on lui applique en sens contraire un champ magnétique créé par le courant passant dans un conducteur métallique, situé le long de l'axe du système. Cet effet porte le nom d'effet « pinch inverse ou tubulaire » (installation Triax).

Installations à miroirs magnétiques. Le confinement du plasma à l'aide de miroirs magnétiques est basé sur les propriétés de réflexion dans les régions de champ magnétique intense, le plasma étant concentré dans la région où le champ magnétique est très faible (voir § 18). Quelques-uns des plus importants dispositifs de ce type sont basés sur la compression très rapide du plasma dans un piège constitué de deux miroirs magnétiques coaxiaux et opposés (appelé « bouteille magnétique », figure 199). Cette compression se produit grâce à l'accroissement rapide du champ magnétique externe, de sorte que les lignes de force du champ se déplacent vers l'intérieur du système, entraînant avec elles les particules chargées du plasma. Si la durée de ce processus est suffisamment longue par rapport au temps de collision des particules, le mouvement dirigé vers l'axe du piège devient désordonné, de sorte que la température et la concentration du plasma augmentent considérablement. Pour comprimer rapidement le plasma, le piège à miroirs opposés est obtenu en utilisant une bobine à une seule large spire, dont les extrémités sont plus épaisses ; au moment de l'impulsion, lorsque la batterie de condensateurs se décharge, le courant électrique ne passe que sur la surface du conducteur (effet de peau). Dans le tube de décharge situé à l'intérieur

de la spire, un plasma est créé au préalable par différentes méthodes. Par exemple, le gaz est initialement ionisé à l'aide d'une décharge haute fréquence, puis on décharge par la spire une batterie de condensateurs auxiliaire pour réaliser un échauffement préalable du plasma ; après avoir effectué cette opération, on décharge la batterie principale qui crée des ondes de choc radiales et axiales qui chauffent le plasma en le comprimant (installation Scylla).

En général, il y a une similitude évidente entre la compression rapide du plasma et la formation des ondes de choc. Ainsi, les ondes de choc se forment lorsqu'un jet de gaz de grande densité se met à une vitesse supersonique dans un gaz-cible ; à la suite de ce processus, le plasma se forme et se chauffe, puisque, à cause des collisions, l'énergie cinétique dirigée du gaz incident se transforme en énergie thermique du gaz-cible. On peut utiliser ce processus pour l'ionisation et le chauffage préalable du plasma, de la manière suivante. Aux extrémités du tube on produit simultanément une décharge en étincelle de grande puissance qui provoque une expansion violente du jet de gaz due au chauffage par effet Joule ; la collision des ondes de choc au milieu du tube engendre une température et une densité de plasma suffisamment élevées, puis suit la compression magnétique finale due à la décharge de la batterie de condensateurs principale dans la spire extérieure qui crée le champ magnétique longitudinal.

À l'encontre de la compression rapide du plasma, discutée plus haut, on utilise dans certaines installations, pour chauffer le plasma, une variation beaucoup plus lente de la configuration magnétique du piège à miroirs. Les ondes de choc ne se forment plus dans ces cas, la compression du plasma étant pratiquement adiabatique ($pV^\gamma = C^{\text{te}}$). La formation du plasma à l'intérieur du piège à compression lente représente le problème principal de cette méthode. Ainsi, dans certaines installations, le plasma formé à l'aide d'un arc électrique fonctionnant en impulsion, est injecté sur l'axe du piège à miroirs à champ magnétique croissant. Au début, tant que le plasma est retenu dans le piège, le champ magnétique est relativement faible ; ensuite, à cause de la décharge de la batterie de condensateurs sur les bobines du piège, la compression du plasma vers l'axe du système se produit. Pour l'injection en impulsion du plasma de grande densité on peut également utiliser le canon à plasma. Les projectiles de plasma, de densité relativement grande, déforment et écartent les lignes de champ magnétique à leur entrée dans le piège, dans lequel ensuite ils se répandent.

Des essais ont été faits pour améliorer les propriétés du piège magnétique à miroirs en y appliquant, en dehors du champ magnétique axial constricteur, un champ électrique radial (entre une cathode axiale et un cylindre coaxial faisant office d'anode). Dans ces cas, le plasma tourne rapidement dans le piège sous l'influence des champs électriques et magnétiques croisés (les installations Ixion, Homopolar).

Enfin, le plasma peut encore être produit en injectant des ions à l'aide d'un canon à ions à grand débit placé sur l'axe du piège; les ions sont captés ensuite sur leurs orbites individuelles par le champ magnétique croissant. C'est à partir de cette idée qu'a été développée une méthode qui consiste en l'introduction d'un faisceau continu d'ions positifs moléculaires (H_2^+ ou D_2^+), ayant une énergie de quelques centaines de keV. Ces ions moléculaires se dissocient à l'intérieur du piège, les ions résultants (H^+ ou D^+) ont un rapport e/m deux fois plus grand que les particules initiales, donc un rayon de giration plus petit, de sorte qu'ils sont retenus dans le piège. Cette méthode est à la base des grandes installations pour l'étude des réactions thermonucléaires, telles que l'Ogra (à l'Institut I. V. Kourtehatov de Moscou) ou le DCX (au Laboratoire National d'Oak Ridge, Etats-Unis d'Amérique). Dans l'installation Ogra, les ions moléculaires, injectés sous un angle de 20° par rapport au plan médian, se meuvent sur des orbites spirales le long des lignes de champ magnétique, subissant des réflexions multiples sur les deux miroirs du piège; dans ces conditions, le chemin des ions dans le piège peut atteindre une longueur de l'ordre de 10^3 m, de sorte que, même à des pressions réduites du gaz rémanent, les ions moléculaires se dissocient. En ce qui concerne l'installation DCX, les ions moléculaires se dissocient grâce à un arc intense maintenu entre deux électrodes posées sur l'axe du piège.

Une méthode qui diffère des méthodes précédentes en ce qui concerne la formation du plasma est celle utilisée dans l'installation Astron. Ainsi, par injection d'un faisceau électronique de vitesses relativistes (10^6 eV), à l'intérieur du piège se forme, par la rotation des électrons dans le champ magnétique axial, une couche coaxiale de courant électronique (couche E). La direction du courant électronique est choisie de telle sorte qu'à l'intérieur de la couche E le champ magnétique initial change de sens, tandis qu'en dehors de la couche le champ magnétique extérieur est renforcé. Il se forme ainsi un système de lignes de champ fermées, ce qui équivaut, du point de vue topologique, au renversement de la configuration du champ magnétique toroïdal. Le plasma est produit par injection axiale de gaz neutre, ionisé et chauffé par les collisions avec les électrons de la couche E .

Mentionnons enfin un type de piège magnétique différent du piège à miroirs magnétiques, notamment les systèmes à parois convexes vers le plasma (voir fig. 196). Cette configuration est en général réalisée en disposant autour de la décharge des bobines magnétiques alternativement opposées. Comme on le voit, la courbure des lignes de champ favorise la stabilité du plasma, mais les pertes à l'intersection des champs voisins peuvent être relativement grandes. Toutefois, en principe, on peut éliminer les pertes de particules, aussi bien aux sommets de ce système qu'aux extrémités du piège à miroirs magnétiques, en appliquant un champ stabilisateur de haute fréquence (voir § 18).

Installations du type « Stellarator » (stellarateurs). Le champ magnétique utilisé dans ces installations appartient topologiquement à la classe du tore. Mais, à l'encontre du tore simple, la séparation des charges de signes opposés et leur dérive vers la périphérie du tore sont empêchées. L'idée fondamentale consiste en l'enroulement des lignes de champ magnétique le long du tube (le long desquelles les particules se meuvent en tournant sur elles-mêmes), de sorte que la dérive transversale effectuée dans une partie du tube est compensée par une dérive opposée dans l'autre partie. Une méthode pour obtenir la rotation des lignes de champ magnétique est de revêtir le tube de spires additionnelles qui créent un champ superposé au champ toroïdal. Cette modification s'obtient également en courbant le tube en un huit. A la suite de ces opérations, chacune des lignes du champ magnétique ne se referme plus sur elle-même après avoir parcouru un circuit complet du tube de décharge, mais engendre une surface magnétique; cet artifice est connu sous le nom de transformation de rotation et son utilisation conduit, en principe, à une très grande stabilité des particules retenues dans le piège.

Pour éliminer les impuretés issues des parois du tube de décharge et qui, en général, entraînent le refroidissement des ions du plasma, on utilise dans certaines installations du type « Stellarator » (B-65) le dispositif nommé diverteur. La déviation des particules vers l'intérieur du diverteur s'effectue par un petit orifice de la paroi du tube de décharge, à l'aide d'une bobine de courant inverse, qui fait entrer les lignes périphériques du champ magnétique dans le dispositif, pour le quitter ensuite, après avoir effectué un chemin relativement long. Les ions du plasma impur au voisinage de la paroi suivent les lignes de champ, entrant dans le diverteur, où ils sont retenus et neutralisés sur un disque situé dans le plan médian du diverteur. Les impuretés sont ensuite rapidement évacuées de la chambre du diverteur à l'aide de pompes à titane.

Dans la plupart des installations du type « Stellarator », le chauffage préliminaire du plasma se fait par induction, à l'aide d'un champ électrique rotationnel axial. Ce chauffage ohmique est suivi dans certaines expériences par une compression adiabatique du plasma, due à l'augmentation du champ magnétique toroïdal; cette augmentation a lieu assez lentement, afin d'éviter l'apparition de l'effet « pinch », rattaché à des pertes non désirables de particules au moment de la contraction et à l'apparition d'instabilités spécifiques. Dans d'autres dispositifs, le chauffage ohmique est suivi de l'application d'un champ électro-magnétique ayant une fréquence correspondant à la résonance cyclotron des ions dans le champ magnétique toroïdal. Dans ces conditions, les ions, dont la rotation est en phase avec le champ électrique polarisé circulairement, acquièrent de l'énergie de façon illimitée; les ions dont le mouvement est déphasé par rapport au champ électrique sont freinés, mais ils rentrent en phase avec le champ électrique après avoir perdu une partie de leur énergie cinétique. Cette méthode de chauffage rapide du plasma par

résonance cyclotron-ionique a été intensément étudiée pour ses applications sur les installations « Stellarator », bien qu'elle puisse être appliquée aussi aux installations à miroirs magnétiques.

Nous avons fait plus haut un très bref passage en revue des recherches les plus importantes sur l'utilisation du plasma pour produire et contrôler les réactions thermonucléaires. Bien que les solutions actuelles soient loin de résoudre ce problème, le but final de ces recherches, qui est de mettre à la disposition de l'humanité une source d'énergie pratiquement illimitée, justifie les efforts fournis. Des considérations plus détaillées sur ce problème se trouvent dans les références [077], [078].

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE GÉNÉRALE

DÉCHARGES ÉLECTRIQUES DANS LES GAZ ET LE PLASMA

01. J. S. TOWNSEND, *Electrons in Gases* (Hutchinson, 1947).
02. M. LAPORTE, *Phénomènes élémentaires de la décharge électrique dans les gaz* (Presses Universitaires, 1933).
03. K. K. DARROW, *Electrical Phenomena in Gases* (Baltimore, 1932).
04. A. von ENGEL, M. STEENBECK, *Elektrische Gasentladungen* (Springer, Berlin, I, 1932, II, 1934).
05. J. J. THOMPSON, G. P. THOMPSON, *Conduction of Electricity through Gases* (Cambridge, I, 1928, II, 1933).
06. R. SEELIGER, *Einführung in die Physik der Gasentladungen* (Leipzig, 1934).
07. D. A. ROJANSKY, *Physique des décharges électriques* (en russe, Moscou-Léningrad, 1937).
- X 08. M. LAPORTE, *Décharge électrique dans les gaz* (A. Colin, 1948).
- X 09. L. B. LOEB, *Fundamental Processes of Electrical Discharge in Gases* (Wiley, 1939).
010. M. J. DRUYVESTYEN, F. M. PENNING, *Rev. Mod. Phys.*, **12**, 87 (1940).
011. N. A. KAPTZOW, *Phénomènes électriques dans les gaz et dans le vide* (en russe, Moscou-Léningrad, 1947).
012. H. ALFVÉN, *Cosmical Electrodynamics*, (Clarendon Press, Oxford, 1950).
013. W. ELENBAAS, *The High Pressure Mercury Vapour Discharge* (Intersci. Publ., Inc., New York, 1951).
014. J. M. MEEK, J. D. CRAGGS, *Electrical Breakdown of Gases* (Oxford, 1953).
015. F. LLEWELLYN-JONES, *Ionization and Breakdown in Gases* (Methuen, London, 1953).
016. N. A. KAPTZOW, *Électronique* (en russe, Moscou-Léningrad, 1954).
- X 017. W. L. GRANOWSKY, *Der elektrische Strom im Gas* (Akademie-Verlag, Berlin, 1955).
018. E. BADAREU, *La physique des décharges électriques dans les gaz* (en roumain, Editura Academiei, Bucarest, 1957).
- X 019. J. D. COBINE, *Gaseous Conductors* (Dover Publications, Inc., New York, 1958).
020. M. BAYET, *Physique électronique des gaz et des solides* (Masson et Cie, Paris, 1958).
021. W. LOCHTE-HOLTGREVEN, *Repts. Progr. Phys.*, **21**, 312 (1958).
022. J. L. DELCROIX, *Introduction à la théorie des gaz ionisés* (Dunod, Paris, 1959).
023. L. SPITZER, *Physics of Fully Ionized Gases* (Intersci. Publ., Inc., New York, 1962).
024. S. C. BROWN, *Basic Data of Plasma Physics* (John Wiley & Sons, New York, 1959).
- X 025. G. FRANCIS, *Ionization Phenomena in Gases* (Butterworths, London, 1960).
026. J. G. LINHART, *Plasma Physics* (North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1960).

027. S. CHANDRASEKHAR, Plasma Physics (Univ. of Chicago Press, 1960).
 028. JF. DENISSE, J. L. DELCROIX, Théorie des ondes dans les plasmas (Dunod, Paris, 1961).
 029. G. ECKER, Erg. d. Exakt. Naturwiss., **33**, 1 (1961).
 030. G. ECKER, K. G. MÜLLER, Current Transition Gas-Metal, II (Inst. f. theor. Phys. d. Univ. Bonn, 1961).
 031. J. E. DRUMMOND, Plasma Physics (McGraw-Hill Book Co, New York, 1961).
 032. S. CHANDRASEKHAR, Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability (Clarendon Press, Oxford, 1961).
 X 033. L. B. LOEB, Basic Processes of Gaseous Electronics (Univ. of California Press, Berkeley and Los Angeles, 1961).
 034. W. B. THOMPSON, An Introduction to Plasma Physics (Pergamon, 1962).
 035. J. L. DELCROIX, Physique des plasmas, I (Dunod, Paris, 1963).
 036. R. JANCEL, Th. KAHAN, Électrodynamique des plasmas (Dunod, Paris, 1963).
 X 037. R. PAPOULAR, Phénomènes électriques dans les gaz (Dunod, Paris, 1963).
 038. W. P. ALLIS, S. J. BUCHSBAUM, A. BERS, Waves in Anisotropic Plasmas (M.I.T. Press, Cambridge, Mass., 1963).
 039. S. C. HAYDON (éditeur), Discharge and Plasma Physics (Univ. of New England Armidale, Australia, 1964).
 040. E. BADAREU, I. POPESCU, Gaze Ionizate—Procese Fundamentale (en roumain, Editura Tehnică, Bucarest, 1963).
 041. V. L. GINZBURG, The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas (Pergamon Press, 1964).
 042. R. V. DEUTSCH, Teoria magnetohidrodinamică în fizica plasmelor (en roumain, Editura Academiei, Bucarest, 1966).
 043. A. von ENGEL, Ionized Gases, 2nd edition (Oxford, 1965).
 044. B. B. KADOMTSEV, Plasma Turbulence (Academic Press, London-New York, 1965)

PROCESSUS DE COLLISION ET DE TRANSPORT DANS LES GAZ IONISÉS.
 PHÉNOMÈNES DE SURFACE.

045. N. F. MOTT, H. S. W. MASSEY, The Theory of Atomic Collisions, 2nd edition (Oxford Clarendon Press, 1950).
 046. M. L. GOLDBERGER, K. M. WATSON, Collision Theory (John Wiley & Sons, Inc., New York-London-Sydney, 1964).
 047. F. L. ARNOT, Collision Processes in Gases (London, 1950).
 048. H. S. W. MASSEY, E.H.S. BURHOP, Electronic and Ionic Impact Phenomena (Oxford, Clarendon Press, 1952).
 049. D. R. BATES (éditeur), Atomic and Molecular Processes (Academic Press, New York-London, 1962).
 050. E. W. McDANIEL, Collision Phenomena in Ionized Gases (John Wiley & Sons, Inc., New York-London-Sydney, 1964).
 051. J. B. HASTED, Physics of Atomic Collisions (Butterworths, London, 1964).
 052. S. CHAPMAN, T. G. COWLING, The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases (Cambridge Univ. Press, 1953).
 053. R. BALESCU, Statistical Mechanics of Charged Particles (Intersci. Publ., John Wiley & Sons, London-New York-Sydney, 1963).

054. J. H. de BOER, *Electron Emission and Adsorption Phenomena*, (Cambridge, 1935).
 055. C. HERRING, M. H. NICHOLS, *Rev. Mod. Phys.*, **21**, 185 (1949).
 056. G. HERMANN, S. WAGENER, *The Oxide Coated Cathode* (London, 1951).
 057. L. N. DOBRETSOV, *Émission électronique et ionique* (en russe, Moscou-Léningrad, 1952).
 058. H. BRUINING, *Physics and Applications of Secondary Electron Emission* (London, 1954).
 059. M. KAMINSKY, *Atomic and Ionic Phenomena on Metal Surfaces* (Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, 1965).

MÉTHODES DE DIAGNOSTIC. APPLICATIONS.

060. V. D. RUSANOV, *Méthodes modernes pour l'étude des plasmas* (en russe, Moscou, 1962).
 061. R. H. HUDDLESTONE, S. L. LEONARD (éditeurs), *Plasma Diagnostic Techniques* (Academic Press, New York-London, 1965).
 062. H. R. GRIEM, *Plasma Spectroscopy* (McGraw-Hill, 1964).
 063. R. PAPOULAR, J. BALAZARD, *Applications des ondes hyperfréquences et infrarouges à l'étude des plasmas* (Dunod, Paris, 1965).
 064. L. N. KORABLEV, *Lampes à cathode froide* (en russe, Moscou, 1960).
 065. J. R. ACTON, J. D. SWIFT, *Cold Cathode Tubes* (Haywood, London, 1963).
 066. M. DURAND, *Les thyatron à cathode froide* (Dunod, Paris, 1963).
 067. D. M. NEALE, *Cold Cathode Tube Circuit Design* (Chapman & Hall, 1964).
 068. K. H. SPRING (éditeur), *Direct Generation of Electricity* (Academic Press, London-New York, 1965).
 069. . . . International Conference on Thermionic Electrical Power Generation, London, 1965.
 070. . . . International Symposium on Magnetohydrodynamic Electrical Power Generation, Paris, 1964.
 071. . . . International Symposium on Magnetohydrodynamic Electrical Power Generation Salzburg, 1966.
 072. G. W. SUTTON, A. SHERMANN, *Engineering Magnetohydrodynamics* (McGraw-Hill, 1965).
 073. P. J. NOWACKI, *Physique des Plasmas à Basses Températures* (Bibl. Sci. Tech. Nucl., Paris, 1965).
 074. D. N. ANDREEV, *La synthèse organique dans les décharges électriques* (en russe, Moscou-Léningrad, 1953).
 075. E. J. HELLUND, *The Plasma State* (Reinhold Publ. Corp., New York, 1961).
 076. A. S. BISHOP, *Project Sherwood* (Addison-Wesley Publ. Co, 1958).
 077. L. A. ARTSIMOVICH, *Réactions thermonucléaires contrôlées* (en russe, Moscou, 1961).
 078. D. J. ROSE, M. CLARK jr., *Plasmas and Controlled Fusion* (John Wiley & Sons, 1961).

BIBLIOGRAPHIE SPÉCIALE

1. J. K. THEOBALD, *J. Appl. Phys.*, **24**, 123 (1953).
2. T. J. KILLIAN, *Phys. Rev.*, **35**, 1238 (1930).
3. S. K. MORALEV, *Zhur. Tech. Fiz.*, **7**, 764 (1937).
4. K. G. EMELEUS, R. W. LUNT, C. A. MEEK, *Proc. Roy. Soc., Lond.*, **156**, 394 (1936).
5. N. D. MORGULIS, *Zhur. Tech. Fiz.*, **3**, 1276 (1933).
6. N. D. MORGULIS, *Sov. Phys.*, **5**, 407 (1934).
7. A. G. STOLETOW, *Jour. de Phys.*, **9**, 468 (1890).

8. W. ROGOWSKI, Arch. f. Elektrotech., **12**, 1 (1923).
9. W. ROGOWSKI, H. RENGIER, Arch. f. Elektrotech. **16**, 73, 76 (1926).
10. E. BADAREU, M. VALERIU, Bull. Soc. Roum. Phys., **42** (1941), **43** (1942).
11. M. VALERIU-PETRESCU, Bull. Soc. Roum. Phys., **44** (1943).
12. E. BADAREU, G. BRATESCU, Bull. Soc. Roum. Phys., **45** (1944).
13. G. BRATESCU, Bull. Soc. Roum. Phys., **45** (1944).
14. G. BRATESCU, Rev. Roum. Phys., **2**, 87 (1957), **4**, 33 (1959), **7**, 131 (1962).
15. A. von ENGEL, Handbuch der Physik, **21**, 504 (1956).
16. A. A. KRUITHOF, F. M. PENNING, Physica, **4**, 450 (1937).
17. M. A. HARRISON, R. GEBALLE, Phys. Rev., **91**, 1 (1953).
18. R. N. VARNEY, H. J. WHITE, L. B. LOEB, D. Q. POSIN, Phys. Rev., **48**, 818 (1935).
19. R. R. CROWE, J. B. BRAGG, V. G. THOMAS, Phys. Rev., **96**, 10 (1954).
20. P. F. LITTLE, Handbuch der Physik, **21**, 574 (1956).
21. F. PASCHEN, Wied. Ann., **37**, 69 (1889).
22. E. BADAREU, C. R. Acad. Sci. Paris, **207**, 279 (1938).
23. E. BADAREU, L. CONSTANTINESCU, Bull. Soc. Roum. Phys., **39** (1938).
24. E. BADAREU, L. CONSTANTINESCU, C. R. Acad. Sci. Paris, **207**, 217 (1938).
25. E. BADAREU, L. CONSTANTINESCU, Disq. Math. Phys. Roum., **1**, 157 (1940).
26. R. GRIGOROVICI, Zs. f. Phys., **111**, 596 (1939).
27. E. BADAREU, F. WÄCHTER, Rev. Roum. Phys., **1** (1956).
28. D. H. HANLE, Phys. Rev., **55**, 815 (1939), **56**, 1149 (1939).
29. W. E. BOWLS, Phys. Rev., **53**, 293 (1938).
30. J. A. PARKER, jr., Phys. Rev., **93**, 1148 (1954).
31. H. D. HAGSTRUM, Phys. Rev., **104**, 1516 (1956).
32. J. S. TOWNSEND, Electrician, **71**, 348 (1913).
33. R. HOLM, Phys. Zs., **25**, 497 (1924), **26**, 412 (1925).
34. M. STEENBECK, Wiss. Veröff. Siemens-Werk, **11**, 36, 1932.
35. W. DÄLLENBACH, Phys. Zs, **26**, 483 (1925).
36. H. MARGENAU, Phys. Rev., **73**, 197 (1948).
37. F. LLEWELLYN-JONES, Handbuch der Physik, **22**, 1 (1956).
38. G. FRANCIS, Handbuch der Physik, **22**, 53 (1956).
39. P. L. MORTON, Phys. Rev., **70**, 358 (1946).
40. G. W. JOHNSON, Phys. Rev., **73**, 284 (1948).
41. F. LLEWELLYN-JONES, G. C. WILLIAMS, Proc. Phys. Soc., B, **66**, 345 (1953).
42. F. M. PENNING, Phil. Mag., **11**, 961 (1931).
43. S. WERNER, Zs. f. Phys., **90**, 384 (1934), **92**, 705 (1934).
44. J. S. TOWNSEND, Phil. Mag., **28**, 83 (1914).
45. W. ROGOWSKI, Arch. f. Elektrotech., **29**, 130 (1935).
46. N. A. KAPTZOW, Phys. Zs. Sowjetunion, **11**, 95 (1937).
47. L. B. LOEB, Handbuch der Physik, **22**, 445 (1956).
48. J. DUTTON, S. C. HAYDON, F. LLEWELLYN-JONES, Proc. Roy. Soc., A, **213**, 203 (1952).
49. F. LLEWELLYN-JONES, A. B. PARKER, Nature, **165**, 960 (1950).
50. F. LLEWELLYN-JONES, A. B. PARKER, Proc. Roy. Soc., A, **213**, 185 (1952).
51. J. M. MEEK, Phys. Rev., **57**, 722 (1940).
52. H. RAETHER, Arch. f. Elektrotech., **34**, 49 (1940).
53. H. RAETHER, Zs. f. Phys., **117**, 349, 524 (1941).

54. L. B. LOEB, J. M. MEEK, *J. Appl. Phys.*, **11**, 438, 459 (1940).
55. H. RAETHER, *Erg. d. Exakt. Naturwiss.*, **22**, 73 (1949).
56. L. B. LOEB, *Proc. Phys. Soc.*, **60**, 651 (1948).
57. W. HOPWOOD, *Proc. Phys. Soc., B*, **62**, 657 (1949).
58. L. B. LOEB, *Rev. Mod. Phys.*, **20**, 151 (1948).
59. L. B. LOEB, *Phys. Rev.*, **74**, 210 (1948).
60. L. B. LOEB, R. A. WIJSMAN, *J. Appl. Phys.*, **19**, 797 (1948).
61. G. M. PETROPOULOS, *Phys. Rev.*, **78**, 250 (1950).
62. H. RAETHER, *Phys. Zs.*, **15**, 560 (1936).
63. H. RAETHER, *Zs. tech. Phys.*, **18**, 564 (1937).
64. H. RAETHER, *Zs. f. Phys.*, **94**, 567 (1935), **107**, 91 (1937), **116**, 611 (1938), **112**, 464 (1939).
65. E. FLEGLER, H. RAETHER, *Phys. Zs.*, **36**, 829 (1935).
66. E. FLEGLER, H. RAETHER, *Zs. tech. Phys.*, **16**, 435 (1935).
67. E. FLEGLER, H. RAETHER, *Zs. f. Phys.*, **99**, 635 (1936), **103**, 315 (1936).
68. H. RAETHER, *Erg. d. Exakt. Naturwiss.*, **33**, 175 (1961).
69. C. V. BOYS, *Nature*, **118**, 749 (1926).
70. B. F. J. SCHONLAND, *Handbuch der Physik*, **22**, 576 (1956).
71. V. S. KOMELKOV, *Zhur. Tech. Fiz.*, **10**, 17 (1940).
72. V. S. KOMELKOV, *Dokl. Akad. Nauk, URSS*, **47**, 4 (1945), **48**, 57 (1947).
73. I. STEKOLNIKOV, A. BELIAKOV, *Zhur. Exp. Theor. Fiz.*, **8**, 4 (1938).
74. T. E. ALLIBONE, J. M. MEEK, *Proc. Roy. Soc., A*, **166**, 97 (1938), **169**, 246 (1938).
75. V. S. KOMELKOV, *Izv. Akad. Nauk, URSS*, **6**, 851 (1950).
76. F. H. MERRILL, A. von HIPPEL, *J. Appl. Phys.*, **10**, 873 (1939).
77. F. J. STAFFORD, R. W. CLOUD, *Trans. Amer. Inst. Elect. Engrs.*, **60**, 132 (1941).
78. J. G. TRUMP, R. W. CLOUD, J. G. MANN, E. P. HANSON, *Trans. Amer. Inst. Elect. Engrs.*, **69**, 961 (1950).
79. I. POPESCU, *Proc. Phys. Soc., A*, **78**, 584 (1961).
80. L. BRANDUS, I. POPESCU, *Proc. Phys. Soc., A*, **82**, 590 (1963).
81. L. BRANDUS, I. POPESCU, *Proc. of the VIth Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Paris*, **1**, 343 (1963).
82. K. ZUBER, *Ann. d. Phys.*, **76**, 231 (1925).
83. M. von LAUE, *Ann. d. Phys.*, **76**, 26f (1925).
84. J. D. COBINE, E. G. EASTON, *J. Appl. Phys.*, **14**, 321 (1943).
85. F. LLEWELLYN-JONES, E. T. de la PERELLE, *Proc. Roy. Soc., A*, **216**, 267 (1953).
86. H. PAETOW, *Zs. f. Phys.*, **111**, 770 (1939).
87. R. A. WIJSMAN, *Phys. Rev.*, **75**, 833 (1949).
88. R. SCHADE, *Zs. f. Phys.*, **104**, 487 (1937), **108**, 353 (1938).
89. M. STEENBECK, *Wiss. Veröff. Siemens-Werk*, **9**, 42 (1930).
90. W. BARTHOLOMEYCZIK, *Zs. f. Phys.*, **116**, 235 (1940).
91. H. L. von GUGELBERG, *Helv. Phys. Acta*, **20**, 250, 307 (1947).
92. H. W. BANDEL, *Phys. Rev.*, **95**, 1117 (1954).
93. P. M. DAVIDSON, *Brit. J. Appl. Phys.*, **4**, 170 (1953).
94. J. P. MOLNAR, *Phys. Rev.*, **83**, 933 (1951).
95. J. A. HORNBECK, *Phys. Rev.*, **83**, 374 (1951).
96. R. N. VARNEY, *Phys. Rev.*, **93**, 1156 (1954).
97. J. A. HORNBECK, *Phys. Rev.*, **84**, 615 (1951).

027. S. CHANDRASEKHAR, Plasma Physics (Univ. of Chicago Press, 1960).
 028. JF. DENISSE, J. L. DELCROIX, Théorie des ondes dans les plasmas (Dunod, Paris, 1961).
 029. G. ECKER, Erg. d. Exakt. Naturwiss., **33**, 1 (1961).
 030. G. ECKER, K. G. MÜLLER, Current Transition Gas-Metal, II (Inst. f. theor. Phys. d. Univ. Bonn, 1961).
 031. J. E. DRUMMOND, Plasma Physics (McGraw-Hill Book Co, New York, 1961).
 032. S. CHANDRASEKHAR, Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability (Clarendon Press, Oxford, 1961).
 X 033. L. B. LOEB, Basic Processes of Gaseous Electronics (Univ. of California Press, Berkeley and Los Angeles, 1961).
 034. W. B. THOMPSON, An Introduction to Plasma Physics (Pergamon, 1962).
 035. J. L. DELCROIX, Physique des plasmas, I (Dunod, Paris, 1963).
 036. R. JANCEL, Th. KAHAN, Électrodynamique des plasmas (Dunod, Paris, 1963).
 X 037. R. PAPOULAR, Phénomènes électriques dans les gaz (Dunod, Paris, 1963).
 038. W. P. ALLIS, S. J. BUCHSBAUM, A. BERS, Waves in Anisotropic Plasmas (M.I.T. Press, Cambridge, Mass., 1963).
 039. S. C. HAYDON (éditeur), Discharge and Plasma Physics (Univ. of New England Armidale, Australia, 1964).
 040. E. BADAREU, I. POPESCU, Gaze Ionizate—Procese Fundamentale (en roumain, Editura Tehnică, Bucarest, 1963).
 041. V. L. GINZBURG, The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas (Pergamon Press, 1964).
 042. R. V. DEUTSCH, Teoria magnetohidrodinamică în fizica plamei (en roumain, Editura Academiei, Bucarest, 1966).
 043. A. von ENGEL, Ionized Gases, 2nd edition (Oxford, 1965).
 044. B. B. KADOMTSEV, Plasma Turbulence (Academic Press, London-New York, 1965)

PROCESSUS DE COLLISION ET DE TRANSPORT DANS LES GAZ IONISÉS.
 PHÉNOMÈNES DE SURFACE.

045. N. F. MOTT, H. S. W. MASSEY, The Theory of Atomic Collisions, 2nd edition (Oxford Clarendon Press, 1950).
 046. M. L. GOLDBERGER, K. M. WATSON, Collision Theory (John Wiley & Sons, Inc., New York-London-Sydney, 1964).
 047. F. L. ARNOT, Collision Processes in Gases (London, 1950).
 048. H. S. W. MASSEY, E.H.S. BURHOP, Electronic and Ionic Impact Phenomena (Oxford, Clarendon Press, 1952).
 049. D. R. BATES (éditeur), Atomic and Molecular Processes (Academic Press, New York-London, 1962).
 050. E. W. McDANIEL, Collision Phenomena in Ionized Gases (John Wiley & Sons, Inc., New York-London-Sydney, 1964).
 051. J. B. HASTED, Physics of Atomic Collisions (Butterworths, London, 1964).
 052. S. CHAPMAN, T. G. COWLING, The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases (Cambridge Univ. Press, 1953).
 053. R. BALESQU, Statistical Mechanics of Charged Particles (Intersci. Publ., John Wiley & Sons, London-New York-Sydney, 1963).

054. J. H. de BOER, *Electron Emission and Adsorption Phenomena*, (Cambridge, 1935).
 055. C. HERRING, M. H. NICHOLS, *Rev. Mod. Phys.*, **21**, 185 (1949).
 056. G. HERMANN, S. WAGENER, *The Oxide Coated Cathode* (London, 1951).
 057. L. N. DOBRETsov, *Émission électronique et ionique* (en russe, Moscou-Léningrad, 1952).
 058. H. BRUINING, *Physics and Applications of Secondary Electron Emission* (London, 1954).
 059. M. KAMINSKY, *Atomic and Ionic Phenomena on Metal Surfaces* (Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, 1965).

MÉTHODES DE DIAGNOSTIC. APPLICATIONS.

060. V. D. RUSANOV, *Méthodes modernes pour l'étude des plasmas* (en russe, Moscou, 1962).
 061. R. H. HUDDLESTONE, S. L. LEONARD (éditeurs), *Plasma Diagnostic Techniques* (Academic Press, New York-London, 1965).
 062. H. R. GRIEM, *Plasma Spectroscopy* (McGraw-Hill, 1964).
 063. R. PAPOULAR, J. BALAZARD, *Applications des ondes hyperfréquences et infrarouges à l'étude des plasmas* (Dunod, Paris, 1965).
 064. L. N. KORABLEV, *Lampes à cathode froide* (en russe, Moscou, 1960).
 065. J. R. ACTON, J. D. SWIFT, *Cold Cathode Tubes* (Haywood, London, 1963).
 066. M. DURAND, *Les thyratrons à cathode froide* (Dunod, Paris, 1963).
 067. D. M. NEALE, *Cold Cathode Tube Circuit Design* (Chapman & Hall, 1964).
 068. K. H. SPRING (éditeur), *Direct Generation of Electricity* (Academic Press, London-New York, 1965).
 069. . . . International Conference on Thermionic Electrical Power Generation, London, 1965.
 070. . . . International Symposium on Magnetohydrodynamic Electrical Power Generation, Paris, 1964.
 071. . . . International Symposium on Magnetohydrodynamic Electrical Power Generation Salzburg, 1966.
 072. G. W. SUTTON, A. SHERMANN, *Engineering Magnetohydrodynamics* (McGraw-Hill, 1965).
 073. P. J. NOWACKI, *Physique des Plasmas à Basses Températures* (Bibl. Sci. Tech. Nucl., Paris, 1965).
 074. D. N. ANDREEV, *La synthèse organique dans les décharges électriques* (en russe, Moscou-Léningrad, 1953).
 075. E. J. HELLUND, *The Plasma State* (Reinhold Publ. Corp., New York, 1961).
 076. A. S. BISHOP, *Project Sherwood* (Addison-Wesley Publ. Co, 1958).
 077. L. A. ARTSIMOVICH, *Réactions thermonucléaires contrôlées* (en russe, Moscou, 1961).
 078. D. J. ROSE, M. CLARK jr., *Plasmas and Controlled Fusion* (John Wiley & Sons, 1961).

BIBLIOGRAPHIE SPÉCIALE

1. J. K. THEOBALD, *J. Appl. Phys.*, **24**, 123 (1953).
 2. T. J. KILLIAN, *Phys. Rev.*, **35**, 1238 (1930).
 3. S. K. MORALEV, *Zhur. Tech. Fiz.*, **7**, 764 (1937).
 4. K. G. EMELEUS, R. W. LUNT, C. A. MEEK, *Proc. Roy. Soc., Lond.*, **156**, 394 (1936).
 5. N. D. MORGULIS, *Zhur. Tech. Fiz.*, **3**, 1276 (1933).
 6. N. D. MORGULIS, *Sov. Phys.*, **5**, 407 (1934).
 7. A. G. STOLETOW, *Jour. de Phys.*, **9**, 468 (1890).

8. W. ROGOWSKI, Arch. f. Elektrotech., **12**, 1 (1923).
9. W. ROGOWSKI, H. RENGIER, Arch. f. Elektrotech. **16**, 73, 76 (1926).
10. E. BADAREU, M. VALERIU, Bull. Soc. Roum. Phys., **42** (1941), **43** (1942).
11. M. VALERIU-PETRESCU, Bull. Soc. Roum. Phys., **44** (1943).
12. E. BADAREU, G. BRATESCU, Bull. Soc. Roum. Phys., **45** (1944).
13. G. BRATESCU, Bull. Soc. Roum. Phys., **45** (1944).
14. G. BRATESCU, Rev. Roum. Phys., **2**, 87 (1957), **4**, 33 (1959), **7**, 131 (1962).
15. A. von ENGEL, Handbuch der Physik, **21**, 504 (1956).
16. A. A. KRUIHOF, F. M. PENNING, Physica, **4**, 450 (1937).
17. M. A. HARRISON, R. GEBALLE, Phys. Rev., **91**, 1 (1953).
18. R. N. VARNEY, H. J. WHITE, L. B. LOEB, D. Q. POSIN, Phys. Rev., **48**, 818 (1935).
19. R. R. CROWE, J. B. BRAGG, V. G. THOMAS, Phys. Rev., **96**, 10 (1954).
20. P. F. LITTLE, Handbuch der Physik, **21**, 574 (1956).
21. F. PASCHEN, Wied. Ann., **37**, 69 (1889).
22. E. BADAREU, C. R. Acad. Sci. Paris, **207**, 279 (1938).
23. E. BADAREU, L. CONSTANTINESCU, Bull. Soc. Roum. Phys., **39** (1938).
24. E. BADAREU, L. CONSTANTINESCU, C. R. Acad. Sci. Paris, **207**, 217 (1938).
25. E. BADAREU, L. CONSTANTINESCU, Disq. Math. Phys. Roum., **1**, 157 (1940).
26. R. GRIGOROVICI, Zs. f. Phys., **111**, 596 (1939).
27. E. BADAREU, F. WÄCHTER, Rev. Roum. Phys., **1** (1956).
28. D. H. HANLE, Phys. Rev., **55**, 815 (1939), **56**, 1149 (1939).
29. W. E. BOWLS, Phys. Rev., **53**, 293 (1938).
30. J. A. PARKER, jr., Phys. Rev., **93**, 1148 (1954).
31. H. D. HAGSTRUM, Phys. Rev., **104**, 1516 (1956).
32. J. S. TOWNSEND, Electrician, **71**, 348 (1913).
33. R. HOLM, Phys. Zs., **25**, 497 (1924), **26**, 412 (1925).
34. M. STEENBECK, Wiss. Veröff. Siemens-Werk, **11**, 36, 1932.
35. W. DÄLLENBACH, Phys. Zs., **26**, 483 (1925).
36. H. MARGENAU, Phys. Rev., **73**, 197 (1948).
37. F. LLEWELLYN-JONES, Handbuch der Physik, **22**, 1 (1956).
38. G. FRANCIS, Handbuch der Physik, **22**, 53 (1956).
39. P. L. MORTON, Phys. Rev., **70**, 358 (1946).
40. G. W. JOHNSON, Phys. Rev., **73**, 284 (1948).
41. F. LLEWELLYN-JONES, G. C. WILLIAMS, Proc. Phys. Soc., B, **66**, 345 (1953).
42. F. M. PENNING, Phil. Mag., **11**, 961 (1931).
43. S. WERNER, Zs. f. Phys., **90**, 384 (1934), **92**, 705 (1934).
44. J. S. TOWNSEND, Phil. Mag., **28**, 83 (1914).
45. W. ROGOWSKI, Arch. f. Elektrotechn., **29**, 130 (1935).
46. N. A. KAPTZOW, Phys. Zs. Sowjetunion, **11**, 95 (1937).
47. L. B. LOEB, Handbuch der Physik, **22**, 445 (1956).
48. J. DUTTON, S. C. HAYDON, F. LLEWELLYN-JONES, Proc. Roy. Soc., A, **213**, 203 (1952).
49. F. LLEWELLYN-JONES, A. B. PARKER, Nature, **165**, 960 (1950).
50. F. LLEWELLYN-JONES, A. B. PARKER, Proc. Roy. Soc., A, **213**, 185 (1952).
51. J. M. MEEK, Phys. Rev., **57**, 722 (1940).
52. H. RAETHER, Arch. f. Elektrotech., **74**, 49 (1940).
53. H. RAETHER, Zs. f. Phys., **117**, 349, 524 (1941).

54. L. B. LOEB, J. M. MEEK, *J. Appl. Phys.*, **11**, 438, 459 (1940).
55. H. RAETHER, *Erg. d. Exakt. Naturwiss.*, **22**, 73 (1949).
56. L. B. LOEB, *Proc. Phys. Soc.*, **60**, 651 (1948).
57. W. HOPWOOD, *Proc. Phys. Soc., B*, **62**, 657 (1949).
58. L. B. LOEB, *Rev. Mod. Phys.*, **20**, 151 (1948).
59. L. B. LOEB, *Phys. Rev.*, **74**, 210 (1948).
60. L. B. LOEB, R. A. WIJSMAN, *J. Appl. Phys.*, **19**, 797 (1948).
61. G. M. PETROPOULOS, *Phys. Rev.*, **78**, 250 (1950).
62. H. RAETHER, *Phys. Zs.*, **15**, 560 (1936).
63. H. RAETHER, *Zs. tech. Phys.*, **13**, 564 (1937).
64. H. RAETHER, *Zs. f. Phys.*, **94**, 567 (1935), **107**, 91 (1937), **116**, 611 (1938), **112**, 464 (1939).
65. E. FLEGLER, H. RAETHER, *Phys. Zs.*, **36**, 829 (1935).
66. E. FLEGLER, H. RAETHER, *Zs. tech. Phys.*, **16**, 435 (1935).
67. E. FLEGLER, H. RAETHER, *Zs. f. Phys.*, **99**, 635 (1936), **103**, 315 (1936).
68. H. RAETHER, *Erg. d. Exakt. Naturwiss.*, **33**, 175 (1961).
69. C. V. BOYS, *Nature*, **118**, 749 (1926).
70. B. F. J. SCHONLAND, *Handbuch der Physik*, **22**, 576 (1956).
71. V. S. KOMELKOV, *Zhur. Tech. Fiz.*, **10**, 17 (1940).
72. V. S. KOMELKOV, *Dokl. Akad. Nauk, URSS*, **47**, 4 (1945), **48**, 57 (1947).
73. I. STEKOLNIKOV, A. BELIAKOV, *Zhur. Exp. Theor. Fiz.*, **8**, 4 (1938).
74. T. E. ALLIBONE, J. M. MEEK, *Proc. Roy. Soc., A*, **166**, 97 (1938), **169**, 246 (1938).
75. V. S. KOMELKOV, *Izv. Akad. Nauk, URSS*, **6**, 851 (1950).
76. F. H. MERRILL, A. von HIPPEL, *J. Appl. Phys.*, **10**, 873 (1939).
77. F. J. STAFFORD, R. W. CLOUD, *Trans. Amer. Inst. Elect. Engrs.*, **60**, 132 (1941).
78. J. G. TRUMP, R. W. CLOUD, J. G. MANN, E. P. HANSON, *Trans. Amer. Inst. Elect. Engrs.*, **69**, 961 (1950).
79. I. POPESCU, *Proc. Phys. Soc., A*, **78**, 584 (1961).
80. L. BRANDUS, I. POPESCU, *Proc. Phys. Soc., A*, **82**, 590 (1963).
81. L. BRANDUS, I. POPESCU, *Proc. of the VIth Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Paris*, **1**, 343 (1963).
82. K. ZUBER, *Ann. d. Phys.*, **76**, 231 (1925).
83. M. von LAUE, *Ann. d. Phys.*, **76**, 261 (1925).
84. J. D. COBINE, E. C. EASTON, *J. Appl. Phys.*, **14**, 321 (1943).
85. F. LLEWELLYN-JONES, E. T. de la PERELLE, *Proc. Roy. Soc., A*, **216**, 267 (1953).
86. H. PAETOW, *Zs. f. Phys.*, **111**, 770 (1939).
87. R. A. WIJSMAN, *Phys. Rev.*, **75**, 833 (1949).
88. R. SCHADE, *Zs. f. Phys.*, **104**, 487 (1937), **108**, 353 (1938).
89. M. STEENBECK, *Wiss. Veröff. Siemens-Werk*, **9**, 42 (1930).
90. W. BARTHÖLOMEYCZIK, *Zs. f. Phys.*, **116**, 235 (1940).
91. H. L. von GUGELBERG, *Helv. Phys. Acta*, **20**, 250, 307 (1947).
92. H. W. BANDEL, *Phys. Rev.*, **95**, 1117 (1954).
93. P. M. DAVIDSON, *Brit. J. Appl. Phys.*, **4**, 170 (1953).
94. J. P. MOLNAR, *Phys. Rev.*, **83**, 933 (1951).
95. J. A. HORNBECK, *Phys. Rev.*, **83**, 374 (1951).
96. R. N. VARNEY, *Phys. Rev.*, **93**, 1156 (1954).
97. J. A. HORNBECK, *Phys. Rev.*, **84**, 615 (1951).

98. R. N. VARNEY, Phys. Rev., **88**, 362 (1952), **89**, 708 (1953).
99. R. C. FLETCHER, Phys. Rev., **75**, 1501 (1949).
100. L. H. FISHER, Elect. Eng., **69**, 613 (1950).
101. L. H. FISHER, B. BEDERSON, Phys. Rev., **81**, 109 (1951).
102. J. DUTTON, S. C. HAYDON, F. LLEWELLYN-JONES, Brit. J. Appl. Phys., **4**, 170 (1953).
103. A. AKED, F. M. BRUCE, D. J. TEDFORD, F. LLEWELLYN-JONES, Brit. J. Appl. Phys., **6**, 233 (1955).
104. J. S. TOWNSEND, E.W.B. GILL, Phil. Mag., **26**, 290 (1938).
105. J. LARMOR, Phil. Mag., **48**, 1025 (1924).
106. E. V. APPLETON, E. C. CHILDS, Phil. Mag., **10**, 969 (1930).
107. G. MIERDEL, Ann. d. Phys., **85**, 612 (1928).
108. Th. V. IONESCU, C. MIHUL, J. Phys. Radium, **6**, 35 (1935).
109. S. KRASIK, D. ALPERT, A. O. MCCOUBREY, Phys. Rev., **76**, 722 (1949).
110. L. J. VARNERIN, S. C. BROWN, Phys. Rev., **79**, 946 (1950).
111. S. C. BROWN, Handbuch der Physik, **22**, 531 (1956).
112. V. E. GOLANT, Uspekhi Fiz. Nauk, **65**, 39 (1958).
113. M. A. HERLIN, S. C. BROWN, Phys. Rev., **74**, 291 (1948).
114. J. A. PIM, Proc. Inst. Elect. Engrs., London, **96**, 117 (1949).
115. D. J. ROSE, S. C. BROWN, J. Appl. Phys., **28**, 561 (1957).
116. E. W. B. GILL, A. von ENGEL, Proc. Roy. Soc., A, **197**, 107 (1949).
117. E. W. B. GILL, A. von ENGEL, Proc. Roy. Soc., A, **192**, 446 (1948).
118. A. J. HATCH, H.B. WILLIAMS, J. Appl. Phys., **25**, 417 (1954).
119. K. KREBS, H. MEERBACH, Ann. d. Phys., **15**, 189 (1955).
- 120a. Yu. P. REISER, Uspekhi Fiz. Nauk, **87**, 29 (1965).
- 120b. H. B. BEBB, Phys. Rev., **153**, 23 (1867).
- 120c. J. E. RIZZO, R. C. KLEWE, Brit. J. Appl. Phys., **17**, 1137 (1966).
- 120d. I. POPESCU, C. GHITA, N. NICULESCU, A. POPESCU, Physics Letters, **24 A**, 276 (1967); Contributed Papers Book, Eighth Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Vienna, 1967, page 320; Brit. J. Appl. Phys. (va paraitre en 1968).
121. G. HOLST, E. OOSTERHUIS, Phil. Mag., **46**, 1117 (1922).
122. E. BADAREU, Bul. Fac. Ştiinţe, Cernăuţi, **3**, 221 (1929).
123. M. J. DRUYVESTYEN, Zs. f. Phys., **73**, 33 (1931).
124. E. BADAREU, G. MACIUC, J. Phys. Radium, **6**, 365 (1935).
125. E. BADAREU, Bul. Fac. Ştiinţe, Cernăuţi, **3**, 1, 8 (1929), **4**, 32 (1930), **5**, 64 (1931), **6**, 1 (1932).
126. E. BADAREU, Zs. f. tech. Phys., **6**, 298 (1931).
127. W. KLUGE, Zs. angew. Phys., **5**, 173 (1953).
128. A. SCHULZE, Zs. f. Phys., **142**, 83 (1955).
129. E. BADAREU, Bul. Fac. Ştiinţe, Cernăuţi, **2**, 193 (1928), **3**, 304 (1929).
130. A. V. AFANASIEVA, N. A. KAPTZOW, Zhur. Tech. Fiz., **3**, 1004 (1933).
131. E. BADAREU, Zs. tech. Phys., **12**, 540 (1933).
132. E. BADAREU, Bull. Soc. Roum. Phys., **36**, 1 (1934).
133. F. MEYER, H. SCHULER, Ann. d. Phys., **56**, 507 (1918).
134. E. BADAREU, Zs. f. Phys. u. Chem. Unterricht, **5**, 217 (1931).
135. H. FISHER, Ann. d. Phys., **27**, 81 (1936).
136. R. H. SLOANE, K. G. EMELEUS, Phil. Mag., **12**, 162 (1931).
137. Th. V. IONESCU, Electricitatea, Editura Tehnică, Bucureşti, 1957.

138. R. PARVAN, C. R. Acad. Sci., Paris, **254**, 3645 (1962).
139. Th. V. IONESCU, C. MIHUL, C. R. Acad. Sci., Paris, **194**, 70, 1330 (1932), **195**, 765, 1008 (1932).
140. G. HINZPETER, Ann. d. Phys., **10**, 86 (1962).
141. G. HINZPETER, Monatsberichte d. DAW Berlin, **4**, 195 (1962).
142. W. ROGOWSKI, Arch. f. Elektrotech., **26**, 643 (1932).
143. W. ROGOWSKI, Zs. f. Phys., **114**, 1 (1939).
144. O. SCHERZER, Arch. f. Elektrotech., **33**, 207 (1939).
145. W. WEIZEL, R. ROMPE, M. SCHÖN, Zs. f. Phys., **112**, 339 (1939), **113**, 87, 730 (1939).
146. A. LOMPE, R. SEELIGER, E. WOLTER, Ann. d. Phys., **36**, 9 (1939).
147. P. F. LITTLE, A. von ENGEL, Proc. Roy. Soc., A, **224**, 209 (1954).
148. G. FRANCIS, Handbuch der Physik, **22**, 53 (1956).
149. H. NEU, Zs. f. Phys., **152**, 294 (1958), **152**, 423 (1959), **154**, 77 (1959).
150. E. HANTZSCHE, Beitr. aus d. Plasmaphys., **3-4**, 179, 235 (1961).
151. E. BADAREU, Phys. Zs., **25**, 137 (1924).
152. E. BADAREU, Bul. Soc. Rom. Fiz., (1926-1927).
153. T. I. CAMPAN, Zs. f. Phys., **91**, 111 (1934).
154. E. BADAREU, Bul. Ştiinţe Mat. Fiz., **3**, 527 (1951).
155. E. BADAREU, Rev. Roum. Phys., **1**, 5 (1956).
156. E. BADAREU, I. POPESCU, Stud. Cerc. Fiz., **4**, 689 (1959); Rev. Roum. Phys., **5**, 41 (1960).
157. I. POPESCU, Rev. Roum. Phys., **4**, 199, 211 (1960).
158. E. BADAREU, I. POPESCU, Proc. of the IVth Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Uppsala, IIA, 302 (1959).
159. E. BADAREU, I. POPESCU, I. IOVA, Ann. d. Phys., **5**, 308 (1960).
160. E. BADAREU, I. POPESCU, I. IOVA, Rev. Roum. Phys., **5**, 287 (1960); Stud. Cerc. Fiz., **3**, 597 (1960).
161. E. BADAREU, F. WÄCHTER, Ann. d. Phys., **7**, 418 (1961).
162. H. FALK, Ann. d. Phys., **16**, 160 (1965).
163. E. BADAREU, F. WÄCHTER, Proc. of the Vth Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, München, 1188 (1961).
164. E. BADAREU, D. CIOBOTARU, Proc. of the Symp. on Electron and Vacuum Physics, Hungary, 489 (1962).
165. E. BADAREU, D. CIOBOTARU, Proc. of the VIth Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Paris, **1**, 97 (1963).
166. E. BADAREU, D. CIOBOTARU, Rev. Roum. Phys., **2** (1963).
167. H. Y. LOH, G. H. DIEKE, J. Opt. Soc. Amer., **37**, 837 (1947).
168. G. W. GERSTEN, Dissertation, Hanover (1956).
169. G. ASHMANN, H. J. OSKAM, J. Appl. Phys., **29**, 1768 (1958).
170. H. RITOW, Phys. Rev., **86**, 130 (1952).
171. D. BRINI, P. VERONESI, Nuovo Cim., **10**, 1662 (1953).
172. D. BRINI, O. RIMONDI, P. VERONESI, Nuovo Cim., **12**, 413 (1954).
173. Chr. van GEEL, Appl. Sci. Res., B, **5**, 79 (1955).
174. G. V. GORDEEV, Dokl. Akad. Nauk, URSS, **79**, 771 (1951).
175. A. CISMĂN, R. MINGES, Wiss. Zs. d. Elektrotechn., **1**, 3 (1961).
176. I. POPESCU, N. IONESCU-PALLAS, Zhur. Tech. Fiz., **29**, 866 (1959).
177. I. POPESCU, N. IONESCU-PALLAS, Proc. Phys. Soc., A, **75**, 807 (1960).
178. R. WARREN, Phys. Rev., **98**, 1650, 1658 (1955).

179. R. M. CHAUDRI, M. L. OLIPHANT, Proc. Roy. Soc., A, **137**, 662 (1932).
180. E. BADAREU, M. HAGIESCU, Bul. Ştiinţe Acad. Rom. (Mat. Fiz. Chim.), 603 (1950).
181. E. BADAREU, M. HAGIESCU, Lucr. Ses. Gen. Ştiinţifice Acad. Rom., 335 (1950).
182. E. BADAREU, M. HAGIESCU, Stud. Cerc. Fiz., **2**, 71 (1950), **10**, 3 (1959).
183. E. BADAREU, M. HAGIESCU, Com. Acad. Roum., **1**, 763 (1951), **3**, 25 (1953).
184. E. BADAREU, M. HAGIESCU, Rev. Roum. Phys., **1**, 189 (1956).
185. W. D. DAVIS, T. A. VANDERSLICE, Phys. Rev., **131**, 219 (1963).
186. A. von ENGEL, Appl. Sci. Res., B, **5**, 34 (1955).
187. S. J. B. CORRIGAN, A. von ENGEL, Proc. Roy. Soc., A, **245**, 335 (1958).
188. H. COSTA, Zs. f. Phys., **113**, 531 (1939), **116**, 508 (1939).
189. E. BADAREU, F. WÄCHTER, Proc. of the Symp. on Electron and Vacuum Physics, Hungary, **83** (1962).
190. Yu. M. KAGAN, V. I. PEREL, Dokl. Akad. Nauk, URSS, **108**, 222 (1956).
191. I. POPESCU, G. CIOBANU, Proc. of the Vith Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Paris, 335 (1963).
192. G. CIOBANU, I. POPESCU, Jour. Electronics and Control, **16**, 59 (1964).
193. K. G. EMELEUS, Proc. Camb. Phil. Soc., **23**, 531 (1927).
194. K. G. EMELEUS, N. L. HARRIS, Nature, **119**, 602 (1927).
195. K. G. EMELEUS, W. L. BROWN, Phil. Mag., **7**, 17 (1929).
196. K. G. EMELEUS, O. S. DUFFENDACK, Phys. Rev., **44**, 322 (1933).
197. K. G. EMELEUS, A. H. GREEG, Phil. Mag., **16**, 1079 (1933).
198. K. G. EMELEUS, D. KENNEDY, Phil. Mag., **8**, 874 (1934).
199. K. G. EMELEUS, Proc. Roy. Irish Acad., **42**, 31 (1935).
200. K. G. EMELEUS, R. J. BALANTINE, Phys. Rev., **50**, 674 (1936).
201. D. H. PRINGLE, W. E. J. FARVIS, Phys. Rev., **96**, 536 (1954).
202. D. H. PRINGLE, W. E. J. FARVIS, Proc. Phys. Soc., **68**, 836 (1955).
203. K. G. EMELEUS, Proc. Phys. Soc., **73**, 822 (1959).
204. A. H. van GORCUM, Physica, **3**, 207 (1936).
205. A. K. BREWER, J. W. WESTHAVER, J. Appl. Phys., **8**, 779 (1937).
206. R. SEELIGER, Zs. f. Phys., **115**, 111 (1940).
207. D. CIOBOTARU, Jour. Electronics and Control, **17**, 529 (1964).
208. F. PASCHEN, Ann. d. Phys., **58**, 731 (1916).
209. A. GÜNTHERSCHULZE, Zs. f. Phys., **19**, 313 (1923), **30**, 175 (1924).
210. M. SCHÜLER, Zs. f. Phys., **35**, 323 (1926).
211. A. GÜNTHERSCHULZE, Zs. tech. Phys., **11**, 49 (1930).
212. Th. V. IONESCU, I. CERKEZ, C. R. Acad. Sci., Paris, **198**, 1482 (1934).
213. Th. V. IONESCU, C. R. Acad. Sci., Paris, **204**, 1411 (1937).
214. A. LOMPE, Zs. f. Phys., **109**, 310 (1938).
215. C. C. van VOORHIS, A. G. SHENSTONE, Rev. Sci. Instr., **12**, 257 (1941).
216. V. A. GROMOV, Opt. i Spekr., URSS, **1**, 334 (1956).
217. K. G. HERNQVIST, RCA Rev., **19**, 35 (1958).
218. E. BADAREU, I. POPESCU, Jour. Electronics and Control, **4**, 503 (1958).
219. W. P. ALLIS, Bull. Amer. Phys. Soc., **5**, 321 (1960).
220. T. MUSHA, J. Phys. Soc. Japan, **17**, 1440, 1447 (1962).
221. E. BADAREU, C. POPOVICI, M. SOMEŞAN, I. IOVA, Ann. d. Phys., **15**, 313 (1965).
- 222a. C. POPOVICI, M. SOMEŞAN, Proc. of the VIIth Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Belgrade (1965); Electronics lett., **1**, 31 (1965); Appl. Phys. lett., **8**, 103 (1966); **9**, 65 (1966).
- 222b. E. BADAREU, C. POPOVICI, M. SOMEŞAN, Rev. Roum. Phys. **12**, 3 (1967).

- 222c. G. POPOVICI, M. SOMEȘAN, V. NISTOR, *Physics Lett.*, **22**, 587 (1966); *Ann. d. Phys.* **19**, 225 (1967).
223. V. S. BORODIN, Yu. M. KAGAN, R. I. LYAGUSCHENKO, *Zhur. Tech. Fiz.*, **36**, 1198 (1966).
224. A. GÜNTHERSCHULZE, *Zs. f. Phys.*, **61**, 1, 581 (1930).
225. F. M. PENNING, *Zs. f. Phys.*, **70**, 782 (1931).
226. H. FISHER, W. WEIZEL, *Zs. tech. Phys.*, **16**, 433 (1935).
227. H. FISHER, *Naturwiss.*, **25**, 331 (1937).
228. M. J. DRUYVESTYEN, *Physica*, **5**, 875 (1938).
229. K. DEUTSCHER, D. KAMKE, *Zs. f. Phys.*, **135**, 380 (1953).
230. J. D. CRAGGS, *Proc. Phys. Soc.*, **54**, 245 (1942).
231. J. von ISSENDORF, M. SCHENKEL, R. SEELIGER, *Wiss. Veröff. Siemens-Werk*, **9**, 73 (1930).
232. A. GÜNTHERSCHULZE, H. FRIECKE, *Zs. f. Phys.*, **86**, 451, 821 (1933).
233. H. FRIECKE, *Zs. f. Phys.*, **92**, 728 (1934).
234. H. SCHNITGER, *Zs. f. Phys.*, **96**, 551 (1935); **102**, 163 (1936).
235. A. GÜNTHERSCHULZE, W. BÄR, *Zs. f. Phys.*, **106**, 622 (1937).
236. K. WOLF, *Zs. f. Phys.*, **112**, 148 (1939).
237. L. MALTER, *Phys. Rev.*, **50**, 48 (1936).
238. J. MÜHLENPFORT, *Zs. f. Phys.*, **108**, 698 (1938).
239. W. A. GAMBLING, H. EDELS, *Brit. J. Appl. Phys.*, **5**, 36 (1954).
240. W. A. GAMBLING, H. EDELS, *Nature*, **117**, 1090, 1956.
241. Ath. TRUTIA, *Stud. Cerc. Fiz.*, **6**, 891 (1962).
242. F. M. PENNING, T. JURRIAANSE, *Philips Res. Rep.*, **1**, 119, 225, 407 (1946).
243. Z. MEISSNER, *Zs. f. Phys.*, **117**, 325 (1941).
244. P. N. KRISTIAKOV, *Zhur. Tech. Fiz.*, **19**, 1154 (1949).
245. K. G. EMELEUS, J. SAYERS, *Proc. Roy. Irish Acad.*, **44**, 87 (1938).
246. A. GÜNTHERSCHULZE, *Zs. f. Phys.*, **24**, 140 (1924).
247. I. LANGMUIR, H. MOTT-SMITH, *Gen. Electr. Rev.*, **27**, 449, 583, 616, 810 (1924).
248. I. LANGMUIR, H. MOTT-SMITH, *Phys. Rev.*, **28**, 727 (1926).
249. F. WENZEL, *Zs. angew. Phys.*, **2**, 59 (1950).
250. J. WILHELM, *Wiss. Zs. d. Univ. Greifswald, Math. Naturwiss.*, **8**, 619 (1953/1954).
251. L. A. SENA, *Zhur. Exp. Theor. Phys.*, **16**, 734 (1946).
252. Yu. M. KAGAN, V. I. PEREL, *Dokl. Akad. Nauk, URSS*, **98**, 575 (1954).
253. A. DALGARNO, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **250**, 426 (1958).
254. D. R. BATES, R. McCARROLL, *Adv. in Phys.*, **11**, 39 (1962).
255. H. ROTHMAN, *Stud. Cerc. Fiz.*, **3**, 255 (1957).
256. G. MEDICUS, *J. Appl. Phys.* **24**, 233 (1953), **27**, 10 (1956).
257. G. MEDICUS, *Phys. Rev.*, **100**, 1232 (1955).
258. R. H. SLOANE, E.I.R. MCGREGOR, *Phil. Mag.*, **18**, 193 (1934).
259. R.L.F. BOYD, N. D. TWIDDY, *Nature*, **173**, 633 (1954).
260. E. O. JOHNSON, L. MALTER, *Phys. Rev.*, **80**, 58 (1950).
261. R.L.F. BOYD, *Proc. Roy. Soc., A*, **201**, 329 (1950).
262. I. LANGMUIR, *J. Franklin Inst.*, **196**, 755 (1923).
263. V. POLIN, S. GVOSDOVER, *Phys. Zs. Sowjetunion*, **13**, 47 (1938).
264. G. BREDERLOW, *Ann. d. Phys.*, **1**, 359 (1958).
265. B. DAVYDOV, L. ZMANOVSKAIA, *Zhur. Tech. Fiz.*, **6**, 1244 (1936).
266. Yu. M. KAGAN, V. I. PEREL, *Uspekhi Fiz. Nauk, URSS*, **81**, 409 (1963).
267. F. BORGNIS, *Ann. d. Phys.*, **31**, 497 (1938).

268. G. SPIVAC, E. REIHRUDEL, *Zhur. Tech. Fiz.*, **9**, 716 (1938).
269. G. SPIVAC, E. REIHRUDEL, *Zhur. Exp. Theor. Fiz.*, **8**, 319 (1938).
270. G. SPIVAC, E. REIHRUDEL, *Dokl. Akad. Nauk, URSS*, **18**, 181 (1938).
271. G. SPIVAC, *Zhur. Tech. Fiz.*, **8**, 211 (1938).
272. R. J. BIGKERTON, A. von ENGEL, *Proc. Phys. Soc., B*, **69**, 468 (1956).
273. E. HAYESS, K. RADEMACHER, *Ann. d. Phys.*, **8**, 158 (1961).
274. E. HAYESS, *Exper. Tech. d. Phys.*, **4**, 145 (1960).
275. J. WILHELM, *Ann. d. Phys.*, **12**, 401 (1953).
276. E. S. LAMAR, K. T. COMPTON, *Phys. Rev.*, **9**, 1069 (1931).
277. J. DÜRRWANG, *Helv. Phys. Acta*, **8**, 333 (1935).
278. A. L. REIMANN, *Phil. Mag.*, **20**, 594 (1935).
279. J. L. SPENCER-SMITH, *Phil. Mag.*, **19**, 806, 1016 (1935).
280. W. P. J. van BERKEL, *Physica*, **5**, 230 (1938).
281. T. A. ANDERSON, *Phil. Mag.*, **38**, 179 (1947).
282. M. A. EASLEY, *J. Appl. Phys.*, **22**, 590 (1951).
283. G. WEHNER, G. MEDICUS, *J. Appl. Phys.*, **23**, 1035 (1952).
284. F. CIORASCU, *Stud. Cerc. Fiz.*, **1**, 127 (1950), **8**, 41 (1957).
285. F. CIORASCU, *Rev. Roum. Phys.*, **3**, 21 (1958).
286. J. WILHELM, *Probl. d. Plasmas in Phys. u. Astrophys.*, 110 (1958).
287. K. G. EMELEUS, *J. Nucl. Energy*, **2**, 69 (1961).
288. S. S. McKEOWN, *Phys. Rev.*, **34**, 611 (1929).
289. F. H. NEWMANN, *Phil. Mag.*, **14**, 718 (1932).
290. J. J. THOMSON, *Phil. Mag.*, **13**, 821 (1932).
291. W. FINKELNBURG, H. MAECKER, *Handbuch der Physik*, **22**, 254 (1956).
292. M. J. DRUYVESTEYN, *Zs. f. Phys.*, **73**, 727 (1932).
293. M. WEHRLI, *Zs. f. Phys.*, **44**, 301 (1927).
294. M. WEHRLI, *Helv. Phys. Acta*, **1**, 323 (1928).
295. F. E. HAWORTH, *Phys. Rev.*, **80**, 223 (1950).
296. T. JURRIAANSE, M. J. DRUYVESTEYN, *Physica*, **3**, 825 (1936).
297. F. A. MAXFIELD, G. L. FREDENHALL, *Physica*, **9**, 600 (1938).
298. J. SLEPIAN, *Jour. AIEE*, **45**, 930 (1926).
299. H. P. FINK, *Wiss. Veröff. Siemens-Werk*, **17**, 45 (1938).
300. J. SLEPIAN, L. R. LUDWIG, *Jour. AIEE*, **52**, 693 (1933).
301. G. MIERDEL, *Wiss. Veröff. Siemens-Werk*, **15**, 35 (1936).
302. K. J. GERMESHAUSEN, *Phys. Rev.*, **55**, 228 (1939).
303. A. BAUER, P. SCHULZ, *Zs. f. Phys.*, **139**, 197 (1954).
304. B. WINDE, *Ann. d. Phys.*, **17**, 263 (1956).
305. W. FINKELNBURG, G. MÜLLER, *Naturwiss.*, **42**, 294 (1955).
306. W. FINKELNBURG, G. MÜLLER, *Zs. angew. Phys.*, **8**, 282 (1956).
307. W. W. LOZIER, M. R. NULL, 10th Gas. Electron. Conf. Westinghouse, (1956).
308. P. BETZ, S. J. KARRER, *J. Appl. Phys.*, **8**, 845 (1937).
309. G. H. FETT, *J. Appl. Phys.*, **12**, 436 (1941).
310. R. FOX, W. GUST, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **4**, 322 (1959).
311. H. L. GARWIN, W. B. TEUSCH, R. W. PIDD, *J. Appl. Phys.*, **31**, 1508 (1960).
312. K. P. LUKE, F. E. JAMERSON, *J. Appl. Phys.*, **32**, 321 (1961).
313. R. J. ZOLLWEG, M. GOTTLIEB, *Proc. IEEE*, **51**, 754 (1963).
314. V. ORLINOV, L. ZARKOVA, *C. R. Acad. Bulgare Sci.*, **17**, 357 (1964).
315. K. T. COMPTON, C. ECKART, *Phys. Rev.*, **25**, 139 (1925).

316. M. J. DRUYVESTSEYN, *Zs. f. Phys.*, **64**, 781 (1930).
317. L. MALTER, E. O. JOHNSON, W. H. WEBSTER, *RCA Rev.*, **12**, 416 (1951).
318. W. H. WEBSTER, E. O. JOHNSON, L. MALTER, *RCA Rev.*, **13**, 163 (1952).
319. E. O. JOHNSON, W. H. WEBSTER, L. MALTER, *RCA Rev.*, **16**, 82 (1955).
320. M. A. CAYLESS, *Jour. Electronics and Control*, **4**, 237 (1958).
321. G. MEDICUS, G. WEHNER, *J. Appl. Phys.*, **22**, 1389 (1951).
322. G. MEDICUS, G. WEHNER, *Phys. Rev.*, **82**, 570 (1951).
323. G. MEDICUS, *J. Appl. Phys.*, **24**, 233 (1953).
324. J. M. HOUSTON, H. F. WEBSTER, *Adv. in Electronics and Electron Physics*, **17**, 125 (1962).
325. K. G. HERNQVIST, *Proc. IEEE*, **51**, 748 (1963).
326. G. HATSOPULOS, *Proc. IEEE*, **51**, 725 (1963).
327. M. A. LEBEDEV, *Zhur. Tech. Fiz.*, **34**, 1705 (1964).
328. F. RUFEH, N. S. RASOR, D. LIEB, J. H. WEINSTEIN, S. S. KITRILAKIS, *Quart. Progr. Rept., Contract Nr. 950671, Thermo Electron, Mass.* (1965).
329. N. S. RASOR, F. RUFEH, S. S. KITRILAKIS, *Rept. at the 25th Ann. Conf. on Phys. Electronics, M.I.T.* (1965).
330. N. S. RASOR, *Proc. of the Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation, London* (1965).
331. C. KENTY, *Rev. Sci. Instr.*, **11**, 377 (1940).
332. W. ELENBAAS, *Philips Res. Rep.*, **2**, 20 (1947).
333. P. SCHULZ, *Ann. d. Phys.*, **3**, 280 (1948).
334. C. KENTY, W. J. KARASH, *Phys. Rev.*, **78**, 625 (1950).
335. *Ath. TRUTIA, Rev. Roum. Phys.*, **8**, 21 (1963).
336. H. HESS, H. G. KLOSS, K. RADEMACHER, K. SELIGER, *Beitr. aus d. Plasmaphysik*, **9**, 171 (1962).
337. A. von ENGEL, M. STEENBECK, *Wiss. Verh. Siemens Konz.*, **10**, 155 (1931), **12**, 76 (1933).
338. S. D. GVOSDOVER, *Phys. Zs. Sowjetunion*, **12**, 164 (1937).
339. E. HAYESS, K. WOJACZEK, *Beitr. aus d. Plasmaphysik*, **2**, 75 (1963).
340. K. WOJACZEK, *Beitr. aus d. Plasmaphysik*, **3**, 179 (1962).
341. H. W. DARWIN, *Zs. f. Phys.*, **146**, 295 (1956).
342. H. MAECKER, Th. PETERS, H. SCHENK, *Zs. f. Phys.*, **140**, 119 (1955).
343. H. AYRTON, *The Electric Arc, London*, 1902.
344. C. BUSZ, W. FINKELNBURG, *Naturwiss.*, **40**, 550 (1953).
345. C. BUSZ, W. FINKELNBURG, *Zs. f. Phys.*, **138**, 212 (1954).
346. H. MAECKER, *Zs. f. Phys.*, **129**, 108 (1951).
347. F. BURHORN, H. MAECKER, *Zs. f. Phys.*, **129**, 369 (1951).
348. I. V. KURCHATOV, *Uspekhi Fiz. Nauk, URSS*, **10**, 601 (1956).
349. A. C. KOLB, *Phys. Rev.*, **107**, 1197 (1957).
350. W. M. CONN, *J. Opt. Soc. Amer.*, **41**, 445 (1951).
351. W. M. CONN, *Zs. f. angew. Phys.*, **7**, 539 (1955).
352. W. M. CONN, *Naturwiss.*, **45**, 6 (1958).
353. A. WINTER, *Zs. f. Phys.*, **126**, 281 (1949).
354. S. I. ZILITINKEVITSCH, *Telegr. i Telef. bez Provodov, URSS*, **9**, 652 (1928).
355. G. D. CRISTESCU, R. GRIGOROVICI, *Naturwiss.*, **29**, 571 (1941).
356. G. D. CRISTESCU, R. GRIGOROVICI, *Bull. Soc. Roum. Phys.*, **42**, 37 (1941).
357. G. D. CRISTESCU, R. GRIGOROVICI, *Ann. Acad. Roum.*, **3**, 3 (1949).

358. G. D. CRISTESCU, R. GRIGOROVICI, *Bul. Ştiinţific Acad. Rom., (Mat. Fiz.)*, **4**, 419 (1952).
359. G. D. CRISTESCU, R. GRIGOROVICI, *Com. Acad. Rom.*, **5**, 515 (1955).
- 360. G. D. CRISTESCU, R. GRIGOROVICI, *Rev. Roum. Phys.*, **1**, 103 (1956).
- 361. E. BADAREU, M. GIURGEA, G. GIURGEA, *Ath. TRUTIA, Coll. Spectr. Int. VI*, Amsterdam, 441 (1956).
- 362. T. BOHATIEL, *C.R. Acad. Sci., Paris*, **254**, 3642 (1962).
- 363. T. BOHATIEL, *Rev. Roum. Phys.*, **9**, 431 (1964).
364. R. MAVRODINEANU, R. C. HUGHES, *Spectrochim. Acta*, **19**, 1309 (1963).
- 365. M. GIURGEA, G. D. CRISTESCU, *Opt. i Spektr.*, **11**, 424 (1961).
366. W. de GROOT, *Physica*, **5**, 121, 234 (1925).
367. P. BÄCHTIGER, *Helv. Phys. Acta*, **3**, 335 (1930).
368. E. SIEBOTH, *Helv. Phys. Acta*, **4**, 153 (1931).
369. M. WEHRLI, P. BÄCHTIGER, *Helv. Phys. Acta*, **5**, 106, 161 (1932).
370. O. STÜBING, *Helv. Phys. Acta*, **8**, 165 (1935).
371. R. SEELIGER, *Phys. Zs.*, **27**, 22 (1926).
372. K. T. COMPTON, *Jour. AIEE*, **46**, 1192 (1927).
373. K. T. COMPTON, *Phys. Rev.*, **37**, 1069 (1931).
374. J. D. COBINE, C. J. GALLAGHER, *Phys. Rev.*, **74**, 1524 (1948).
375. I. LANGMUIR, *Gen. Electr. Rev.*, **26**, 731 (1923).
376. O. BECKEN, R. SEELIGER, *Ann. d. Phys.*, **24**, 609 (1935).
377. R. H. FOWLER, L. W. NORDHEIM, *Proc. Roy. Soc., A*, **119**, 173 (1928).
378. T. WASSERRAB, *Zs. f. Phys.*, **130**, 311 (1951).
379. G. ECKER, *Zs. f. Phys.*, **136**, 556 (1954).
380. A. BAUER, *Zs. f. Phys.*, **138**, 35 (1954).
381. T. H. LEE, *J. Appl. Phys.*, **28**, 920 (1957), **29**, 734 (1958).
382. L. TONKS, *Physics*, **6**, 294 (1935).
383. L. BRANDUS, I. POPESCU, *Brit. J. Appl. Phys.*, **15**, 85 (1964).
384. P. L. AUER, *J. Appl. Phys.*, **31**, 2096 (1960).
385. R. G. McINTYRE, *J. Appl. Phys.*, **33**, 2485 (1962).
386. R. I. KUTSCHEROV, L. RIKENGLAZ, *Zhur. Tech. Fiz.*, **32**, 1275 (1962).
387. I. LANGMUIR, *Phys. Rev.*, **33**, 954 (1929).
388. E. O. JOHNSON, *RCA Rev.*, **16**, 498 (1955).
389. K. G. HERNQVIST, E. O. JOHNSON, *Phys. Rev.*, **98**, 1576 (1955).
390. K. G. HERNQVIST, *J. Appl. Phys.*, **27**, 1226 (1956).
391. I. LANGMUIR, H. MOTT-SMITH, *Gen. Electr. Rev.*, **27**, 762 (1924).
392. I. LANGMUIR, *Zs. f. Phys.*, **46**, 271 (1927).
393. B. N. KLEARFELD, N. A. NERETINA, *Zhur. Tech. Fiz.*, **28** (1958).
394. A. von ENGEL, *Phil. Mag.*, **32**, 417 (1941).
395. A. GÜNTHERSCHULZE, A. BÄR, *Zs. f. Phys.*, **109**, 293 (1938).
396. C. F. J. CHAUNDY, *Brit. J. Appl. Phys.*, **5**, 255 (1954).
397. M. A. BIONDI, S. C. BROWN, *Phys. Rev.*, **75**, 1700 (1949).
398. L. TONKS, I. LANGMUIR, *Phys. Rev.*, **34**, 876 (1929).
399. T. J. KILLIAN, *Phys., Rev.*, **35**, 1238 (1931).
400. R. SEELIGER, *Phys. Zs.*, **33**, 273, 313 (1932).
401. F. LLEWELLYN-JONES, *Phil. Mag.*, **15**, 958 (1933).
402. M. J. DRUYVESTYEN, N. WARMHOLTZ, *Phil. Mag.*, **17**, 1 (1934).

403. B. N. KLEARFELD, Dokl. Akad. Nauk, URSS, **9**, 471 (1938), **24**, 250 (1939), **26**, 870 (1940).
404. B. N. KLEARFELD, J. Phys. URSS, **5**, 155 (1941).
405. N. A. KARELINA, J. Phys. URSS, **6**, 218 (1942).
406. S. E. FRISH, Yu. M. KAGAN, Zhur. Exp. Theor. Phys., **12**, 342 (1942).
407. S. E. FRISH, Yu. M. KAGAN, Izv. Akad. Nauk, URSS, **12**, 358 (1948).
408. Yu. M. KAGAN, V. I. PEREL, Opt. i Spekr., **2**, 298 (1957), **4**, 3, 285 (1958).
409. Yu. M. KAGAN, Izv. Akad. Nauk, URSS, **22**, 702 (1958).
410. V. A. FABRIKANT, C. R. Acad. Sci., URSS, **15**, 541 (1937).
411. V. A. FABRIKANT, J. Tech. Phys., URSS, **5**, 864 (1938).
412. A. S. POKROVSKAYA, J. Tech. Phys., URSS, **21**, 617 (1951).
413. W. SCHOTTKY, Phys. Zs., **25**, 342, 635 (1924).
414. J. S. TOWNSEND, C. R. Acad. Sci., Paris, **186**, 55 (1928).
415. E. SPENKE, M. STEENBECK, Wiss. Veröff. Siemens-Werk, **15**, 18 (1936).
416. E. SPENKE, Zs. f. Phys., **127**, 221 (1950).
417. R. SEELIGER, Zs. Naturforsch., **8**, 74 (1953).
418. R. HOLM, Zs. f. Phys., **75**, 171 (1932).
419. R. SEELIGER, A. KRUSCHKE, Phys. Zs., **34**, 883 (1933).
420. R. SEELIGER, Ann. d. Phys., **6**, 93 (1949).
421. J. WILHELM, Zs. f. Phys., **154**, 361 (1959).
422. J. WILHELM, Ann. d. Phys., **5**, 129 (1960).
423. J. WILHELM, Beitr. aus d. Plasmaphys., **4**, 250 (1961).
424. G. MIERDEL, W. SCHMALENBERG, Wiss. Veröff. Siemens-Werk, **15**, 60 (1936).
425. K. G. EMELEUS, Brit. J. Appl. Phys., **5**, 60 (1936).
426. G. ECKER, Proc. Phys. Soc., B, **67**, 485 (1954).
427. V. KREJČI, Čs. Čas. Fys., **9**, 377 (1959).
428. J. WILHELM, Monatsberichte d. DAW, Berlin, **1**, 343 (1959).
429. J. KRACIK, Czechosl. Jour. Phys., **7**, 444 (1957).
430. L. BECKMAN, Proc. Phys. Soc., **61**, 515 (1948).
431. J. S. TOWNSEND, Proc. Roy. Soc., A, **86**, 571 (1912).
432. V. A. BAILEY, Phil. Mag., **9**, 560, 625 (1930).
433. L. TONKS, Phys. Rev., **51**, 744 (1937).
434. J. S. TOWNSEND, Phil. Mag., **25**, 259 (1938).
435. B. B. KADOMTSEV, A. V. NEDOSPASOV, J. Nucl. Energy, Plasma Phys., Part C, **1**, 230 (1960).
436. B. LEHNERT, Proc. of the Ind. Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva (1958).
437. A. V. NEDOSPASOV, Zhur. Exp. Theor. Phys., **34**, 1338 (1958).
438. F. C. HOH, B. LEHNERT, Proc. of the IVth Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Uppsala (1959).
439. B. B. KADOMTSEV, Iadernyi Sintez, URSS, **1**, 286 (1961).
440. B. B. KADOMTSEV, Zhur. Tech. Fiz., **31**, 1273 (1961).
441. L. A. ARTSIMOVITSCH, A. V. NEDOSPASOV, Dokl. Akad. Nauk, URSS, **145**, 1022 (1962).
442. V. L. VDOVIN, A. V. NEDOSPASOV, Zhur. Tech. Fiz., **32**, 817 (1962).
443. V. A. FABRIKANT, G. ROKHLIN, Dokl. Akad. Nauk, URSS, **20**, 437 (1938).
444. H. MARGENAU, Phys. Rev., **69**, 508 (1946), **73**, 297, 326 (1948), **100**, 6 (1958).
445. T. HOLSTEIN, Phys. Rev., **70**, 367 (1946).

446. H. MARGENAU, L. M. HARTMAN, *Phys. Rev.*, **73**, 309 (1948).
447. L. M. HARTMAN, *Phys. Rev.*, **73**, 316 (1948).
448. M. BAYET, J. L. DELCROIX, J. F. DENISSE, *J. Phys. Radium*, **15**, 795 (1954), **16**, 274 (1955), **17**, 923, 1005 (1956).
449. Th. V. IONESCU, G. MIHUL, *C. R. Acad. Sci., Paris*, **191**, 1436 (1930), **192**, 341 (1931).
450. Th. V. IONESCU, IRINA MIHUL, *C. R. Acad. Sci., Paris*, **195**, 1292 (1933), **196**, 682, 1873 (1933).
451. Th. V. IONESCU, G. MIHUL, *J. Phys. Radium*, **6**, 35 (1935).
452. Th. V. IONESCU, *C. R. Acad. Sci., Paris*, **207**, 567 (1938).
453. V. P. MIHU, *C. R. Acad. Sci., Paris*, **207**, 32 (1938).
454. M. CHENOT, *C. R. Acad. Sci., Paris*, **192**, 38 (1931).
455. M. CHENOT, *Ann. Phys., Paris*, **3**, 277 (1948).
456. J. KRACIK, *Czechosl. Jour. Phys.*, **6**, 376 (1956).
457. R. HOLM, *Zs. f. Phys.*, **75**, 171 (1932).
458. W. PUPP, *Phys. Zs.*, **36**, 61 (1935).
459. E. BADAREU, G. MACIUC, *J. Phys. Radium*, **6**, 365 (1935).
460. R. G. FOWLER, *Phys. Rev.*, **84**, 145 (1951).
461. N. H. K. ARMSTRONG, K. G. EMELEUS, *Proc. Roy. Irish Acad.*, **54**, 291 (1951).
462. A. A. ZAITSEV, *Dokl. Akad. Nauk, URSS*, **79**, 779 (1951).
463. I. P. BAZAROV, *Zhur. Exp. Theor. Fiz.*, **21**, 711 (1951).
464. J. DONAHUE, G. H. DOEKE, *Phys. Rev.*, **81**, 248 (1951).
465. B. N. KLEARFELD, *Zhur. Exp. Theor. Phys.*, **22**, 1 (1952).
466. L. PEKÁREK, *Czechosl. Jour. Phys.*, **4**, 295 (1954), **7**, 533 (1957), **8**, 32 (1958), **9**, 67, 641 (1959).
467. L. PEKÁREK, *Phys. Rev.*, **108**, 1371 (1957).
468. H. S. ROBERTSON, *Phys. Rev.*, **105**, 368 (1957).
469. K. G. EMELEUS, B. LOVE, *Proc. of the IIrd Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Venezia* (1957).
470. K. G. EMELEUS, N. L. PLESEN, *Proc. Phys. Soc.*, **75**, 526 (1959).
471. M. SICHA, *Czechosl. Jour. Phys.*, **8**, 490 (1958), **9**, 495 (1959).
472. H. ROTHER, *Ann. d. Phys.*, **4**, 373 (1959), **5**, 252 (1960).
473. S. PEAU, A. RUTSCHER, *Naturwiss.*, **46**, 646 (1959).
474. S. PEAU, A. RUTSCHER, *Ann. d. Phys.*, **6**, 244 (1960).
475. A. RUTSCHER, *Wiss. Zs. d. Univ. Greifswald*, **8**, 271 (1958/1959), **11**, 65 (1962).
476. A. V. NEDOSPASOV, G. I. PANKOVA, V. F. KONAH, *Zhur. Tech. Fiz.*, **29**, 1388 (1959), **30**, 125 (1960).
477. J. R. M. COULTER, N. H. K. ARMSTRONG, K. G. EMELEUS, *Proc. Phys. Soc.*, **77**, 476 (1961).
478. K. WOJACZEK, *Beitr. aus d. Plasmaphys.*, **2**, 49, 66, 122 (1962).
479. G. LAKATOS, J. BÍTO, *Zhur. Tech. Fiz.*, **32**, 902 (1962).
480. V. KREJCI, C. POPOVICI, *Rev. Roum. Phys.*, **7**, 53 (1962).
481. L. PEKÁREK, V. KREJCI, *Czechosl. Jour. Phys.*, **11**, 729 (1961), **12**, 296 (1962), **13**, 881 (1963).
482. M. NOVAK, *Beitr. aus d. Plasmaphys.*, **2**, 134 (1962).
483. L. PEKÁREK, *Beitr. aus d. Plasmaphys.*, **3**, 126 (1963).
484. O. STIRAND, V. KREJCI, L. LÁSKA, *Czechosl. Jour. Phys.*, **15** (1965).
485. W. STENZEL, M. BERNSTEIN, *Adv. Energy Conversion*, **2**, 499 (1962).

486. W. H. REICHEL, Proc. of the Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation (1965).
487. H. I. WITTING, E. P. GYFTOPOULOS, J. Appl. Phys., **36**, 1328 (1965).
488. D. H. POLLOCK, A. O. JENSEN, J. Appl. Phys., **36**, 3184 (1965).
489. L. M. CHANIN, R. D. STEEN, Phys. Rev., **132**, 2554 (1963).
490. E. BADAREU, I. POPESCU, C. GHITA, O. ZAMFIR, Brit. J. Appl. Phys., **15**, 1171 (1964).
491. E. BADAREU, C. GHITA, G. MUSA, I. POPESCU, O. ZAMFIR, Brit. J. Appl. Phys., **16**, 63 (1965).
492. E. BADAREU, I. POPESCU, C. GHITA, G. MUSA, Rev. Roum. Phys., **10**, 785 (1965).
493. E. BADAREU, I. POPESCU, C. GHITA, G. MUSA, Proc. of the VIIth Int. Conf. on Ionized Gases, Belgrade (1965).
494. YUAN-TSEH LEE, B. H. MAHAN, J. Chem. Phys., **42**, 2893 (1965), **43**, 2016 (1965).
495. I. POPESCU, C. GHITA, A. POPESCU, G. MUSA, Ann. d. Phys., Lpz., **18**, 103 (1966).
496. I. POPESCU, G. MUSA, A. POPESCU, A. BALTOG, Rev. Roum. Phys., **11**, no. 9-10, 925 (1966).
497. I. POPESCU, L. BRANDUS, C. MOLDOVAN, G. MUSA, Brit. J. Appl. Phys., **17**, 129 (1966).
498. I. POPESCU, D. POPESCU, Rev. Roum. Phys., **11**, no. 8, 725 (1966).
499. I. POPESCU, D. POPESCU, Ann. d. Phys., Lpz., **18**, (1966).
500. LANDOLT, BÖRNSTEIN, **4**, 719 (Springer, Berlin, 1961).
501. H. W. DRAWIN, P. FELENBOK, Rap. CEA-Euratom (1962).
502. F. L. MOHLER, J. Res. Nat. Bur. Stand., **9**, 493 (1932).
503. L. AGNEW, Thermionic Conversion Specialist Conf., San Diego, California, (October 1965).
504. L. AGNEW, American Phys. Soc. Meeting, Mexico City, (June 1961).
505. L. AGNEW, C. SUMMERS, Proc. of the VIIth Int. Conf. on Ionized Gases, Belgrade (1965).
506. I. IOVA, Opt. i Spekr., **20**, 27 (1966); An. Univ. Bucarest, Fiz., **13**, 51 (1964), **14**, 15 (1965).
507. I. IOVA, M. PRODAN, Rev. Roum. Phys., **10**, 747 (1965).
508. R. MAVRODINEANU, H. BOTTEAUX, Flame Spectroscopy, (John Wiley & Sons, Inc., New York-London-Sydney, 1965).
509. C. KENTY, Phys. Rev., **51**, 1025 (1937).
510. C. G. SUITS, H. PORITZKY, Phys. Rev., **52**, 136, 245 (1937).
511. V. VOSS, Phil. Mag., **26**, 1000 (1938).
512. E. OLSON, Arhiv. f. Math. Astr. Phys., B, **26**, 4 (1938).
513. C. KENTY, J. Appl. Phys., **9**, 53 (1938).
514. G. M. IANKIN, Zhur. Tech. Fiz., **8**, 45, (1938).
515. R. ROMPE, P. SCHULZ, Zs. f. Phys., **113**, 10 (1939).
516. H. MAECKER, W. LOCHTE-HOLTGREVEN, Zs. f. Phys., **116**, 267 (1940).
517. W. ELENBAAS, Physica, **9**, 53 (1942).
518. R. ROMPE, W. THOURET, W. WEIZEL, Zs. f. Phys., **122**, (1944).
519. P. SCHULZ, Ann. d. Phys., **1**, 318 (1947).
520. W. H. BENNETT, Phys. Rev., **45**, 890 (1934).
521. L. TONKS, Trans. Electrochem. Soc., **72**, 167 (1937).
522. L. TONKS, Phys. Rev., **56**, 360 (1939).
523. H. FETZ, Ann. d. Phys., **40**, 579 (1941).

524. P. C. THONEMANN, W. T. COWHIG, *Nature*, **166**, 903 (1950).
525. P. C. THONEMANN, W. T. COWHIG, *Proc. Phys. Soc., B*, **64**, 345 (1951).
526. M. BLACKMAN, *Proc. Phys. Soc., B*, **64**, 1039 (1951).
527. A. SCHLÜTER, *Zs. Naturforsch.*, **6**, 73 (1951).
528. J. D. LAWSON, *Jour. Electronics and Control*, **3**, 587 (1957).
529. L. TONKS, W. P. ALLIS, *Phys. Rev.*, **52**, 710 (1937).
530. J. E. ALLEN, *Proc. Phys. Soc., B*, **64**, 587 (1951).
531. W. B. THOMPSON, *AERE Rep. T/R*, 997, 1050, 1066 (1952).
532. S. J. ROBERTS, *AERE Rep. T/R*, 1344 (1954).
533. S. W. COUSINS, A. A. WARE, *Proc. Phys. Soc., B*, **64**, 159 (1951).
534. A. A. WARE, *Phil. Trans.*, **243**, 197 (1953).
535. I. V. KURCHATOV, *J. Nucl. Energy*, **4**, 193 (1957).
536. L. A. ARTSIMOVICH et al. *J. Nucl. Energy*, **4**, 203, 213 (1957).
537. S. Y. LUKYANOV, V. I. SINITSYN, *J. Nucl. Energy*, **4**, 216 (1957).
538. S. Y. LUKYANOV, I. M. PODGORNY, *J. Nucl. Energy*, **4**, 224 (1957).
539. S. COLGATE et al, *Proc. of the IIIrd Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Venezia* (1957).
540. S. BERGLUND et al, *Proc. of the IIIrd Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Venezia* (1957).
541. K. W. ALLEN et al, *Proc. of the IIIrd Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Venezia* (1957).
542. E. RESLER, S. C. LIN, A. R. KANTROWITZ, *J. Appl. Phys.*, **23**, 1390 (1952), **26**, 95 (1955).
543. H. PETSCHKEK et al, *J. Appl. Phys.*, **26**, 83 (1955).
544. H. PETSCHKEK, S. BYRON, *Ann. Phys.*, **1**, 270 (1957).
545. R. CARRUTHERS, P. A. DAVENPORT, *Proc. Phys. Soc., B*, **70**, 49 (1957).
546. M. A. LEONTOVICH, S. M. OSOVETS, *J. Nucl. Energy*, **4**, 209 (1957).
548. J. E. ALLEN, *Proc. Phys. Soc., B*, **70**, 24 (1957).
549. J. D. JUKES, *J. Fluid Mech.*, **3**, 275 (1957).
550. J. D. JUKES, *AERE Rep. GP/R*, 2293 (1948).
551. R. CARRUTHERS, *Appl. Sci. Res., Hague*, **B**, **5**, 135 (1955).
552. I. B. BERNSTEIN et al, *Proc. Roy. Soc., A*, **244**, 17 (1958).
553. B. R. SUYDAM, *Proc. of the U.N. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva*, **31**, 157 (1958).
554. R. J. TAYLER, *Proc. of the U.N. Conf on the Peaceful Uses of Atomic Energy Geneva*, **31**, 160 (1958).
555. B. A. TRUBNIKOV, *Phys. Fluids* (Febr. 1962).
556. M. D. KRUSKAL, M. SCHWARZSCHILD, *Proc. Roy. Soc., A*, **223**, 348 (1954).
557. S. J. ROBERTS et al, *AERE Rep. T/R*, 1792 (1955).
558. R. J. TAYLER, *Proc. Phys. Soc., B*, **70**, 1049 (1957).
559. V. D. SHAFRANOV, *J. Nucl. Energy*, **5**, 86 (1957).
560. M. N. ROSENBLUTH, *Proc. of the IIIrd Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Venezia*, (1957).
561. M. D. KRUSKAL, J. L. TUCK, *Proc. Roy. Soc.*, **245**, 222 (1958).
562. M. A. LEVINE, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **2**, 39 (1958).
563. H. DREIGER, *Phys. Rev.*, **115**, 238 (1959).
564. M. N. ROSENBLUTH, C. L. LONGMIRE, *Ann. Phys.*, **1**, 120 (1957).

565. B. B. KADOMTSEV, *Fizica Plazmy*, URSS, **4**, 16, 353, 364 (1958).
566. R. Z. SAGDEEV, *Fizica Plazmy*, URSS, **3**, 446 (1958).
567. L. I. RUDAKOV, R. Z. SAGDEEV, *Fizica Plazmy*, **3**, 268 (1958), **4**, 54 (1958).
568. A. A. VEDENOV, R. Z. SAGDEEV, *Fizica Plazmy*, **3**, 278 (1958).
569. J. HUBBARD, AERE Rep. T/R, 2668 (1958).
570. E. W. LAING, AERE Rep. T/R, 161 (1958).
571. M. D. KRUSKAL et al, *Phys. Fluids*, **1**, 421 (1958).
572. S. KANEKO, *J. Phys. Soc. Japan*, **13**, 947 (1958).
573. M. H. BOON et al, AERE Rep. T/R, 2503 (1958).
574. J. BERKOWITZ et al, Proc. of the U. N. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, **31**, 171 (1958).
575. R. J. TAYLER, AERE Rep. T/R, 2786 (1959).
576. E. P. VELIHOV, *Zhur. Exp. Theor. Fiz.*, **36**, 1398 (1959).
577. R. V. POLOVIN, N. L. TINTSADZE, *Zhur. Tech. Fiz.*, **29**, 831 (1959).
578. L. I. RUDAKOV, R. Z. SAGDEEV, *Zhur. Exp. Theor. Fiz.*, **37**, 1337 (1959).
579. R. Z. SAGDEEV, V. D. SHAFRANOV, *Zhur. Exp. Theor. Fiz.*, **39**, 181 (1960).
580. G. F. FILIPPOV, Yu. A. ROMANOV, *Zhur. Exp. Theor. Fiz.*, **40**, 123 (1961).
581. E. P. VELIHOV, *Zhur. Tech. Fiz.*, **2**, 56 (1961).
582. A. A. VEDENOV, E. P. VELIHOV, R. Z. SAGDEEV, *Uspekhi Fiz. Nauk*, **73**, 701 (1961).
583. A. JAVAN, W. R. BENNETT jr., D. R. HERRIOTT, *Phys. Rev., lett.*, **6**, 106 (1961).
584. I. AGARBICEANU, I. CUGUREZEANU, V. VASILIU, I. M. POPESCU, *Stud. Cerc. Fiz., Rom.*, **12**, 287 (1961).
585. W. R. BENNETT jr., *Appl. Optics, suppl.*, **1**, 24 (1962).
586. D. R. HERRIOTT, *J. Opt. Soc. Amer.*, **52**, 31 (1962).
587. N. G. BASOV, E. P. MARKIN, D. I. MASH, *Zhur. Exp. Theor. Fiz.*, **43**, 1116 (1962).
588. I. AGARBICEANU et al, III^e Conf. d'Électronique Quantique, Paris (1963).
589. N. J. IONESCU-PALLAS, V. G. VELGULESCU, *Opt. i Spectr.*, **27**, 139 (1964).
590. I. AGARBICEANU, A. AGAFITEI, A. PREDA, V. VASILIU, *Rev. Roum. Phys.*, **11**, 649 (1966).
591. M. BACAL, *Stud. Cerc. Fiz., Roum.*, **5**, 589 (1963); *Jour. Electronics and Control*, **16**, 257 (1964), **17**, 405 (1964).
592. M. BACAL, M. TEODORESCU, Proc. of the Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation, London (1965).
593. D. GABOR, *Nature*, **189**, 868 (1961).
594. E. BADAREU, G. MUSA, D. POPESCU, *Brit. J. Appl. Phys.*, **16**, 845 (1965).
595. E. BADAREU, G. MUSA, D. POPESCU, A. BALTOG, Proc. of the VIIIth Int. Conf. on Ionized Gases, Belgrade(1965).
596. C. KAPLAN, H. J. B. MARZENICH, Thermionic Conversion Specialist Conference, Cleveland, Ohio, 333 (October, 1964).
597. A von ENGEL, *Nature*, **183**, 573 (1969).
598. G. R. BREWER, M. R. CURRIE, R. C. KNECHTLI, *Proc. IRE*, **49**, 1789 (1961).
599. A. IONESCU, S. IONESCU, *Bul. Ştiinţific Acad. Rom., Mat. Fiz. Chim.*, **1**, 5 (1949).
600. E. BADAREU, C. ALBU, C. POPOVICI, *Zs. Phys. Chem.*, **221**, 399 (1962).

TABLE DES MATIÈRES

Préface	7
Chapitre 1 ^{er} . — <i>Le développement de l'ionisation et l'amorçage de la décharge dans les gaz</i>	9
§ 1. La conductibilité des gaz faiblement ionisés	9
§ 2. La multiplication électronique par collisions dans les gaz	15
§ 3. Processus d'ionisation secondaires. Amorçage de la décharge dans les gaz à des pressions basses. Le principe de similitude	27
§ 4. Le développement de l'ionisation dans un champ électrique non homogène. La décharge en couronne	43
§ 5. L'amorçage de la décharge dans les gaz à des pressions élevées. Le mécanisme de formation de l'étincelle et la théorie des streamers	54
§ 6. Développement temporel de l'ionisation	67
§ 7. Amorçage de la décharge dans les gaz par un champ électrique haute fréquence	82
Chapitre II. — <i>La décharge luminescente et l'arc électrique (les régions voisines des électrodes)</i>	102
§ 8. Considérations générales sur la décharge luminescente	102
§ 9. Les régions voisines de la cathode dans la décharge luminescente	114
§ 10. La méthode des sondes	143
§ 11. Considérations générales sur l'arc électrique	160
§ 12. Les régions voisines de la cathode dans l'arc électrique	175
§ 13. Phénomènes anodiques	195
Chapitre III. — <i>Le plasma des décharges électriques dans les gaz et ses applications</i>	203
§ 14. La colonne positive à basse pression	203
§ 15. Le plasma de l'arc de basse tension	237
§ 16. L'équilibre thermo-dynamique du plasma. La colonne positive à haute pression.	254
§ 17. Décharges électriques de grande intensité. L'effet pinch	266
§ 18. Instabilités dans le plasma	278
§ 19. Applications des décharges électriques dans les gaz	295
Bibliographie générale	317
Bibliographie spéciale	319

DUNOD * MERIDIANE