

Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 5 (1923)

Artikel: Potentiel disruptif dans les gaz aux pressions élevées et champ moléculaire [suite]
Autor: Guye, C.-E. / Weigle, J.J.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-741310>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 08.02.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

POTENTIEL DISRUPTIF

DANS LES

gaz aux pressions élevées et champ moléculaire

PAR

C.-E. GUYE et J. J. WEIGLE

(Avec 9 figures)

(Suite)

IV. — EXPÉRIENCES DANS L'AZOTE.

Nous avons complété cette étude du potentiel disruptif dans l'anhydride carbonique par quelques séries comparatives d'expériences dans l'azote.

Dans un travail antérieur, MM. Hammershaimb et Mercier¹ avaient reconnu que dans l'azote, la loi de Paschen était vérifiée en employant des électrodes de 15 mm de diamètre. On pouvait donc penser que l'inégale répartition des ions était complètement éliminée par leur diffusion latérale, et que, de ce fait, on se trouvait avoir un champ pratiquement uniforme entre les électrodes. Il était intéressant de vérifier cette hypothèse en étudiant le potentiel explosif dans l'azote au moyen de la méthode du courant gazeux décrite plus haut. C'était

¹ Loc. cit.

en même temps un moyen de contrôler cette méthode sur un autre gaz.

Les résultats des expériences effectuées dans ce but concordent avec ceux du travail précédent de MM. Hammershaimb et Mercier, et vérifient ainsi l'hypothèse que, dans ce cas, l'inégale répartition des ions serait éliminée d'elle-même par diffusion.

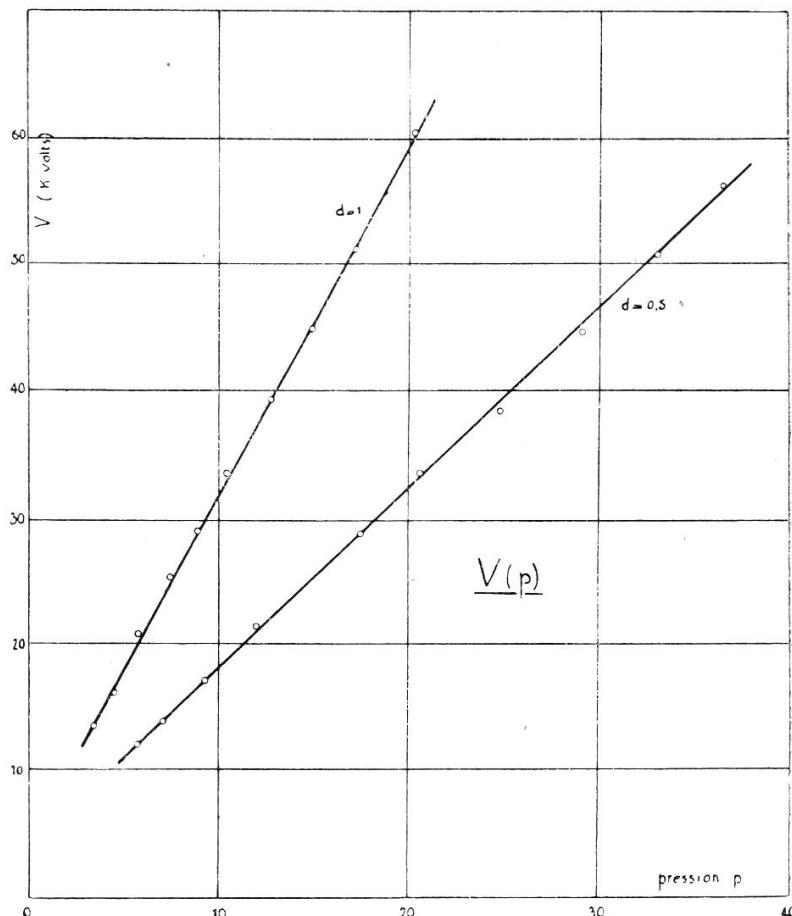


Fig. 7.

Expériences préliminaires. — Comme pour le CO₂, nous avons étudié l'influence de l'ionisation plus ou moins intense du gaz entre les électrodes sur le potentiel disruptif. Dans les limites des erreurs d'expérience, nous n'avons observé aucune variation de ce potentiel en changeant l'intensité de l'ionisation. Les études sur l'influence du courant gazeux nous donnèrent, ici encore, les mêmes résultats que dans le CO₂, à savoir que la vitesse du courant d'azote n'a pas d'influence sur le potentiel.

explosif, lorsqu'on dispose d'une source ionisante accessoire, suffisante pour reformer et remplacer les ions emportés par le courant gazeux. La méthode pouvait donc être employée sans crainte de complications ultérieures. Comme dans les expériences effectuées sur le CO₂, nous nous sommes uniquement servis de rayons X pour ioniser le gaz artificiellement.

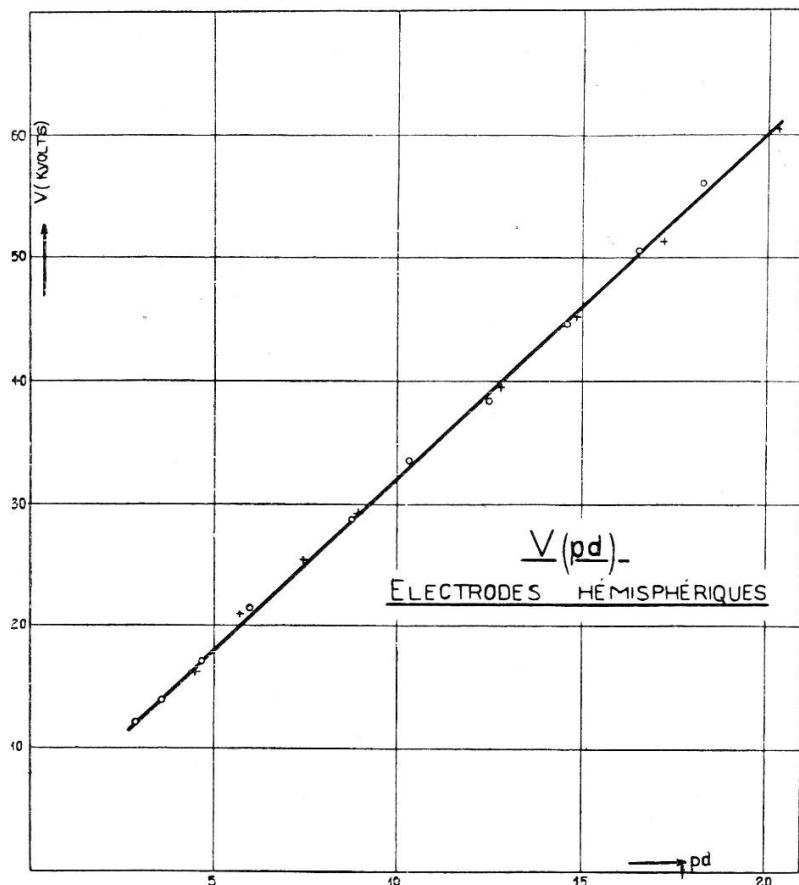


Fig. 8.

Résultats des expériences sur l'azote. — Nous avons utilisé pour l'étude du potentiel explosif, les électrodes hémisphériques de cuivre qui avaient servi dans le travail de MM. Hammershaimb et Mercier (15 mm de diamètre). Nos expériences n'ont porté que sur les distances explosives 0,5 et 1 mm.

Les résultats sont consignés dans la table n° 4, où d représente la distance des électrodes en mm, p la pression à l'intérieur de la chambre à décharge, mesurée en atmosphères, V le potentiel explosif en volts.

TABLE N° 4

Potentiel explosif V en volts dans l'azote. Température 20° C.
Electrodes hémisphériques de 15 mm de diamètre.

d = distance explosive en mm, p = pression en atmosphères,
 pd = produit de la pression par la distance explosive.

d (mm)	p (atm)	pd	V(volts)
0,50	5,70	2,85	12.200
"	7,03	3,52	14.060
"	9,12	4,56	17.175
"	11,93	5,96	21.505
"	17,42	8,71	28.710
"	20,60	10,30	33.610
"	24,85	12,43	38.400
"	29,82	14,61	44.500
"	33,12	16,56	50.500
"	37,66	18,83	56.030
1,00	3,38	3,38	13.640
"	4,46	4,46	16.250
"	5,70	5,70	20.970
"	7,40	7,40	25.280
"	8,91	8,91	29.090
"	10,40	10,40	33.500
"	12,75	12,75	39.420
"	14,90	14,90	45.050
"	17,28	17,28	51.300
"	20,33	20,33	60.500

Les résultats numériques de ces expériences concordent d'une façon satisfaisante avec ceux trouvés précédemment par MM. Hammershaimb et Mercier.

La figure 7 représente le potentiel explosif en fonction de la pression. On remarquera surtout pour la courbe qui correspond à la distance $d = 1$ mm, que le potentiel explosif croît moins rapidement que la pression. Comme pour le CO₂, les deux courbes tendent à s'incurver plus fortement aux faibles pressions.

Sur la figure 8, on a tracé les courbes des variations du potentiel explosif avec le produit pd de la pression du gaz par la distance explosive. On voit, comme dans les expériences de MM. Hammershaimb et Mercier, que la loi de Paschen $V = f(pd)$ est vérifiée dans les limites des erreurs d'expé-

rience. Il en serait de même de la loi $V = f(\delta d)$, la compressibilité de l'azote suivant encore dans les conditions de ces expériences très sensiblement la loi de Mariotte.

Il semble donc que ces résultats viennent à l'appui de l'hypothèse que l'accumulation des ions au voisinage des électrodes est entièrement éliminée. La forme des électrodes employées (électrodes hémisphériques de 15 mm de diamètre) permettant aux ions une facile diffusion latérale, empêchait ceux-ci de se répartir inégalement. Puisque l'accumulation des ions n'avait plus lieu, comme semblaient le montrer les expériences de MM. Hammershaimb et Mercier, le courant gazeux que nous faisions circuler entre les électrodes ne devait plus alors avoir d'effet sur le potentiel explosif. C'est bien ce qu'ont montré les expériences.

On pouvait se demander en outre pourquoi les électrodes employées, qui permettent à la diffusion d'empêcher l'inégale répartition des ions dans l'azote, n'avaient pas la même influence dans l'anhydride carbonique. En effet, nous avons vu que dans le dernier travail de MM. C.-E. Guye et P. Mercier¹ effectué sur ce dernier gaz, toute l'accumulation des ions n'avait pas été éliminée.

Quoique les constantes des ions gazeux de l'azote et du CO₂ n'aient pas été mesurées aux hautes pressions, il est cependant plausible d'admettre qu'elles n'ont pas la même valeur dans les deux gaz. En effet, les ions positifs, par exemple, du N₂ et du CO₂ n'ayant pas la même masse, ne pourront avoir le même coefficient de mobilité, ni les mêmes coefficients de diffusion et de recombinaison. Or ce sont justement ces coefficients qui interviennent dans l'équation de l'inégale répartition des ions². On peut donc par ce fait s'expliquer que l'influence de la forme des électrodes sur le potentiel explosif ne soit pas la même dans le cas où les gaz sont différents. Cette hypothèse avait d'ailleurs été émise par les auteurs précités.

En résumé, les électrodes hémisphériques de 15 mm per-

¹ Loc. cit.

² TOWNSEND, *Electricity in Gases*. Cambridge 1915.

mettaient la libre diffusion latérale des ions dans le cas de l'azote, mais avaient une efficacité moindre dans le cas de l'anhydride carbonique.

IV. — CONSIDÉRATIONS THÉORIQUES.

Résumons, avant d'aller plus loin, les principaux résultats expérimentaux auxquels nous sommes arrivés :

Nous avons vu que dans l'anhydride carbonique, qui ne suit pas la loi de Mariotte, l'expression $V = f(md)$ ou la forme équivalente $V = f(\delta d)$ ne sont pas vérifiées (voir fig. 6). V représente le potentiel explosif, m le nombre de molécules comprises dans l'unité de volume du gaz de densité δ , d la distance disruptive.

La loi de Paschen $V = f(pd)$ (p pression du gaz), tout en se rapprochant davantage des résultats expérimentaux, n'est cependant pas non plus entièrement satisfaite (voir fig. 5).

Pour l'azote, qui dans les limites de pression de nos expériences, suit les lois des gaz parfaits, la loi de Paschen $V = f(pd)$ équivalente ici à $V = f(md)$ (car m est sensiblement proportionnel à p) est alors vérifiée (voir fig. 8).

Voyons maintenant quelle peut être l'explication des divergences qui se produisent dans le cas du CO_2 .

Moment électrique des molécules. — On a depuis longtemps supposé que les molécules pouvaient avoir un moment électrique, c'est-à-dire que le centre d'attraction des masses d'électricité positive de la molécule ne correspondait pas exactement avec celui des masses négatives. La molécule forme alors un dipole, qui possède un moment électrique, c'est-à-dire que placée dans un champ électrique, la molécule tendra à s'orienter.

On sait que M. Debye¹ a fourni une contribution particulièrement importante à la connaissance de ces moments électriques. Il supposa que les molécules asymétriques possèdent indépendamment d'un moment électrique fixe, un moment

¹ P. DEBYE, *Phys. Zeit.* t. 13, p. 97 (1912).

variable avec le champ électrique dans lequel la molécule se trouve. M. Debye calcula dans cette hypothèse les variations de la constante diélectrique avec la température, et trouva une loi en très bon accord avec les données expérimentales. Il put aussi calculer le moment électrique fixe des dipôles.

D'autre part, dès 1916, M. C.-E. Guye¹ montra que l'hypothèse du moment électrique de la molécule devait conduire à modifier la théorie de la décharge disruptive par la superposition d'un champ moléculaire et d'un champ de choc dont l'action devait s'ajouter à celle du champ extérieur.

Récemment, M. Debye² a étendu sa théorie aux forces de cohésion de van der Waals, dont il a pu calculer le coefficient a ; les résultats obtenus sont bien de l'ordre de grandeur de ceux déterminés par l'expérience.

Enfin, M. C.-E. Guye³ a généralisé la loi de Paschen au cas des diélectriques polarisables en montrant quelle devait être l'influence du champ moléculaire sur le phénomène de la décharge disruptive. Nous en donnons ci-après un court résumé auquel nous avons ajouté quelques développements.

Champ moléculaire. — Lorsqu'on soumet une masse gazeuse à l'action d'un champ électrique X_0 , les molécules de moment électrique μ tendent à prendre une orientation sous l'action combinée de ce champ et de l'agitation thermique. On sait que, dans le cas où on néglige les actions mutuelles des molécules, le moment de l'unité de volume a pour expression

$$s = \mu M \left(\coth \frac{\mu X_0}{rT} - \frac{rT}{\mu X_0} \right)$$

M nombre de molécules dans l'unité de volume; $r = 1,346 \cdot 10^{-16}$ ergs constante de Boltzmann-Planck; T température absolue. Lorsqu'on est loin de la saturation, cette formule peut s'écrire comme on sait :

$$s = M \frac{\mu^2}{3rT} X_0 . \quad (1)$$

¹ C.-E. GUYE, *Arch.*, t. 42, p. 14, 374 (1916).

² P. DEBYE, *Phys. Zeit.* t. 21, p. 178 (1920) et différents articles.

³ C.-E. GUYE, *Arch.* t. 4, p. 1 (1922)

Pour tenir compte du champ résultant de la polarisation plus ou moins complète du milieu, on peut avoir recours à un artifice de calcul, en supposant que les molécules du gaz sont soumises indépendamment du champ extérieur à un champ moléculaire résultant de la polarisation partielle du milieu; l'expression (1) devient alors

$$s = M \frac{\mu^2}{rT} (X_0 + X_m) \quad (1')$$

X_m désignant l'intensité de ce champ dû à la polarisation¹.

Mais ici nous aurons le choix entre deux hypothèses suivant que l'on admet, pour calculer ce champ, qu'on a pratiqué dans le diélectrique une fente mince perpendiculaire au champ inducteur ou une cavité sphérique (Lorentz).

Dans le premier cas, le champ moléculaire a pour valeur

$$X'_m = 4\pi s \quad (2)$$

et dans le second

$$X_m = \frac{4\pi}{3} s \quad (3)$$

A première vue, dans le cas des gaz, c'est le champ de Lorentz qui semble le plus rationnel. C'est celui que nous envisagerons exclusivement.

On a alors, en tenant compte des relations (1) et (3), pour s la valeur

$$s = \frac{3M\mu^2 X_0}{9rT - 4\pi M\mu^2}. \quad (4)$$

Le champ électrique réellement agissant sur les ions se trouvant dans la masse du gaz, est alors donné par la formule

$$X = X_0 + X_m = X_0 + \frac{4\pi}{3} s = X_0 \left(\frac{4\pi M\mu^2}{9rT - 4\pi M\mu^2} \right). \quad (5)$$

Mais nous allons voir qu'il y a lieu d'apporter encore une seconde correction à la force agissant sur les ions; c'est ce que nous appellerons le champ de choc.

¹ Cette supposition est analogue à celle faite par M. P. Weiss dans l'étude du ferromagnétisme.

Champ de choc. — Dans nos calculs, nous n'avons pas jusqu'ici, fait intervenir la discontinuité des milieux gazeux. En réalité, les électrons ou les ions qui se meuvent dans le gaz commencent par suivre les lignes de force du champ électrique ($X_0 + X_m$). Mais lorsque l'un de ces centres électrisés passe dans le voisinage d'une molécule, il est soumis à un champ très intense dû à la présence du dipole de cette molécule et ce sont alors vraisemblablement les lignes de force du dipole qu'il tendra à suivre. Toutefois, si au moment où le centre

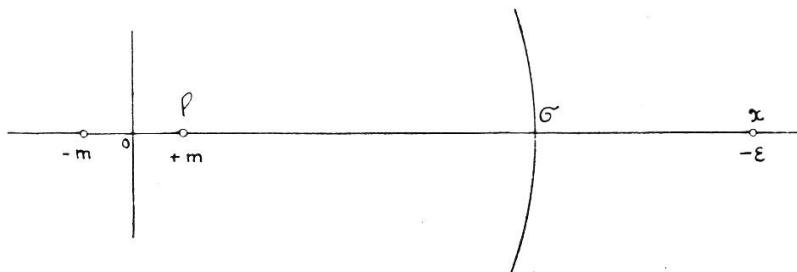


Fig. 9.

électrisé arrive dans le voisinage du dipole il possède une très grande vitesse, son inertie pourra intervenir et il ne suivra plus nécessairement la ligne de force résultant du champ extérieur, du champ moléculaire et du champ dû au dipole. Quoi qu'il en soit, la présence du dipole aura en définitive pour effet d'ajouter au champ ($X_0 + X_m$) un champ qui n'interviendra qu'au moment du choc. C'est ce champ de choc que nous allons maintenant envisager.

Supposons d'abord que la trajectoire de l'ion coïncide avec l'axe du dipole, nous obtiendrons dans ce cas une limite supérieure du champ de choc.

Soit σ le rayon de la molécule envisagée, $-\epsilon$ la charge négative de l'électron, $+m$ et $-m$ les charges aux extrémités du dipole d'axe $2l$.

Le moment électrique μ de la molécule sera

$$\mu = 2ml .$$

Soit F la force qui agit sur $-\epsilon$ placé à la distance x

$$F = -\frac{m\epsilon}{(x-l)^2} + \frac{m\epsilon}{(x+l)^2}$$

Le travail effectué par les forces électriques lorsque l'électron se déplace depuis la distance x jusqu'au choc ($x = \sigma$) aura pour expression

$$\begin{aligned} W &= \int_x^\sigma F dx = \int_x^\sigma \left[-\frac{m\epsilon}{(x-l)^2} + \frac{m\epsilon}{(x+l)^2} \right] dx \\ W &= \mu\epsilon \left[\frac{1}{\sigma^2 - l^2} - \frac{1}{x^2 + l^2} \right] \end{aligned}$$

Ce calcul se rapporte au choc d'une molécule par l'électron négatif. Si maintenant on envisage un ion positif, qui a un rayon appréciable σ , sensiblement égal à celui de la molécule, l'intégration devra être étendue entre les limites x et 2σ . On a alors

$$W' = \mu\epsilon \left[\frac{1}{4\sigma^2 - l^2} - \frac{1}{x^2 - l^2} \right]$$

Il suffit dans les deux cas que x soit dix ou vingt fois plus grand que σ (ce qui est réalisé dans nos expériences) pour qu'on puisse négliger le second terme de la parenthèse. On obtient alors pour les centres électrisés négatifs et positifs respectivement

$$W = \mu\epsilon \left[\frac{1}{\sigma^2 - l^2} \right] \quad (6) \quad W' = \mu\epsilon \left[\frac{1}{4\sigma^2 - l^2} \right] \quad (6')$$

Calculons maintenant l'ordre de grandeur de l , demi-longueur de l'axe du dipole. Nous verrons plus loin que dans les conditions de nos expériences

$$\mu = 0.6 \cdot 10^{-18}.$$

En attribuant à m la valeur de la charge de l'électron ($e = 4,77 \cdot 10^{-10}$) on obtient pour l la valeur approchée

$$l = 6 \cdot 10^{-10} \text{ cm}.$$

Or, d'après la théorie cinétique des gaz

$$\sigma = 1,5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$$

environ pour l'anhydride carbonique.

On voit donc qu'on peut négliger l^2 vis-à-vis de σ^2 et les formules (6) et (6') prennent la forme très simple

$$W = \frac{\mu \varepsilon}{\sigma^2} \quad W' = \frac{\mu \varepsilon}{4 \sigma^2}$$

Soient maintenant X_0 le champ extérieur, X_m le champ moléculaire résultant de la polarisation du CO₂, et W_t le travail total dépensé dans le déplacement de l'électron négatif. On aura

$$W_t = (X_0 + X_m) (x - \sigma) \varepsilon + \frac{\mu \varepsilon}{\sigma^2}$$

et en appelant $\lambda = x - \sigma$ le libre parcours moyen de l'électron, il vient

$$W_t = \varepsilon \lambda \left[X_0 + X_m + \frac{\mu}{\lambda \sigma^2} \right] \quad (7)$$

Pour l'ion positif, on aurait de même

$$W'_t = \varepsilon \lambda' \left[X_0 + X_m + \frac{\mu}{4 \lambda' \sigma^2} \right] \quad (7')$$

Introduisons maintenant dans le dernier terme de la parenthèse les valeurs des libres parcours moyens pour les ions négatifs et positifs, soit

$$\lambda = \frac{1}{\pi \sigma^2 M} \quad \text{et} \quad \lambda' = \frac{1}{4 \pi \sigma^2 M}$$

M désignant le nombre des molécules par unité de volume et σ le rayon de la molécule. On voit alors qu'au point de vue du travail produit, la présence de la molécule polarisée équivaut au moment du choc, à un champ uniforme dont l'intensité est donnée par

$$X_c = X'_c = \pi \mu M \quad (8)$$

Ce champ uniforme a donc la même valeur pour les ions

positifs et pour les électrons négatifs et les expressions (7) et (7') peuvent être mises sous la forme

$$W_t = \varepsilon\lambda [X_0 + X_m + X_c]$$

$$W'_t = \varepsilon\lambda' [X_0 + X_m + X_c]$$

Mais jusqu'ici nous avons supposé que la trajectoire des centres électrisés était dans le prolongement de l'axe du dipole. Notre formule (8) serait donc exacte si toutes les molécules étaient orientées dans le champ électrique, de telle sorte que l'axe de leur dipole se superposât aux lignes de force du champ ($X_0 + X_m$). Or cela n'est pas le cas, comme on sait, par suite de l'agitation thermique. Notre formule (8) ne peut donc donner qu'une limite supérieure du champ de choc, limite naturellement beaucoup trop élevée. D'autre part, si nous remplaçons le moment électrique μ de la molécule par son moment moyen s/M dans la direction du champ extérieur, nous obtiendrons une limite inférieure du champ de choc, soit:

$$X_c = \pi s = \frac{3\pi M \mu^2 X_0}{9_r T - 4\pi M \mu^2}$$

Cette valeur de X_c est bien une limite inférieure. On ne peut en effet assimiler le moment moyen du dipole dans la direction du champ extérieur à un moment réellement agissant sur les centres électrisés à l'instant du choc. Car au voisinage du dipole les centres électrisés tendent plus ou moins à suivre la ligne de force résultante des champs ($X_0 + X_m$) et du champ très intense dû à la présence du dipole. Or l'intensité et la direction de ce dernier champ dépendent de la position de l'axe du dipole à l'instant du choc. Il en résulte que dans ces conditions les trajectoires des centres électrisés ne seront plus, en général, des droites parallèles au champ extérieur, mais qu'elles tendront à atteindre la molécule plus près de l'axe du dipole, ce qui correspond, ainsi que nous le montrerons plus loin, à une augmentation notable de la valeur du champ de choc.

(A suivre.)
