Décharges électriques dans le vide : impact de microparticules sphériques de fer de la taille du micron sur des électrodes polies mécaniquement - II. - Influence de la différence de potentiel de contact sur les échanges de charge entre microparticules et électrodes

C. Texier

► **To cite this version:**

C. Texier. Décharges électriques dans le vide : impact de microparticules sphériques de fer de la taille du micron sur des électrodes polies mécaniquement - II. - Influence de la différence de potentiel de contact sur les échanges de charge entre microparticules et électrodes. *Revue de Physique Appliquée*, 1978, 13 (4), pp.165-170. 10.1051/rphysap:01978001304016500 . jpa-00244435

HAL Id: jpa-00244435

<https://hal.science/jpa-00244435>

Submitted on 1 Jan 1978

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

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

REVUE DE PHYSIQUE APPLIQUÉE

Classification
Physics Abstracts
52.80

DÉCHARGES ÉLECTRIQUES DANS LE VIDE : IMPACT DE MICROPARTICULES SPHÉRIQUES DE FER DE LA TAILLE DU MICRON SUR DES ÉLECTRODES POLIES MÉCANIQUEMENT

II. — Influence de la différence de potentiel de contact sur les échanges de charge entre microparticules et électrodes

C. TEXIER

Laboratoire de Physique Expérimentale,
Institut de Physique de l'Université de Nantes,
Chemin de la Houssinière, 44072 Nantes Cedex, France

(Reçu le 1^{er} décembre 1976, révisé le 7 juillet 1977, accepté le 17 octobre 1977)

Résumé. — On a étudié dans un vide industriel (10^{-5} torr) la variation de la charge de microparticules sphériques de fer carbonyl chargées positivement (taille : quelques microns, vitesse de 20 à 200 m/s) après impact sur une cible métallique (Al, Au, Ni, Cu, acier inoxydable) soumise à un champ électrique nul ou faible ($-2 \times 10^5 < E < +2 \times 10^5$ V/m). Dans moins de 10 % des cas et suivant la nature de la cible, on observe soit une inversion (Al, Ni, acier inoxydable), soit une augmentation (Au, Cu) de la charge Q_r de la microparticule après réflexion. Ce phénomène peut s'interpréter par un échange de charges sous l'effet de la différence de potentiel de contact qui tend à charger la capacité microparticule-cible C . On décrit un modèle simple, pour le calcul de la capacité à partir des caractéristiques mécaniques de l'impact. Le modèle permet d'expliquer qualitativement les résultats expérimentaux : signe de Q_r , augmentation de Q_r avec le rayon et la vitesse incidente de la microparticule. L'accord quantitatif est assez bon compte tenu de la précision et de la dispersion des résultats des mesures.

Abstract. — The charge variation of positively charged carbonyl iron microspheres (size : a few μm , velocity 20 to 200 m/s) accompanying microparticle bouncing on a metal (Al, Au, Ni, Cu, stainless steel) target has been studied in an industrial vacuum (10^{-5} torr) and in a zero or small ($-2 \times 10^5 < E < +2 \times 10^5$ V/m) electrical field. For less than 10 per cent of events and according to the target material, either charge polarity reversal (Al, Ni, stainless steel) or charge increase (Au, Cu) is observed. This phenomenon can be elucidated considering charge exchange caused by the contact potential difference that tends to charge the capacity C between the microparticle and the target. A simple model is described for calculating C from mechanical data on impact. This model qualitatively accounts for experimental results : polarity of the charge Q_r after reflection, Q_r increase with microparticle radius and impinging velocity. Quantitative agreement is relatively good owing to measurement accuracy and scatter.

1. Introduction. — L'amorçage de la décharge électrique dans le vide entre électrodes éloignées (le cm et plus) est attribué à la présence sur celles-ci de microparticules faiblement liées, arrachées par les forces électrostatiques (Cranberg [1], Rohrbach [2], Davies et Biondi [3], Menon et Srivastava [4]). Les mécanismes les plus souvent cités sont ceux de Slivkov [5] et de Chatterton *et al.* [6]. La plupart des processus invoqués (vaporisation de métal lors du choc pour Slivkov [5], petite décharge entre la microparticule

approchant d'une électrode et une microaspérité de celle-ci pour Chatterton *et al.* [6]), supposent que la microparticule possède une énergie supérieure à un seuil critique. Latham et Braun [7] ont émis l'hypothèse que ce seuil était atteint par rebonds successifs, du moins dans le cas d'électrodes planes et parallèles.

La mise en évidence et l'étude expérimentale des microparticules traversant un intervalle entre plateaux parallèles dans le vide [8, 9, 10] confirme les prévisions de Boulloud [11] à partir de considérations sur les

forces d'adhésion entre microparticules et électrodes : taille des microparticules de l'ordre du micron et vitesse de quelques centaines de m/s.

Nous avons étudié l'impact sur une cible de microparticules artificielles de fer carbonyle de quelques microns, animées d'une vitesse de 20 à 200 m/s. Les aspects mécaniques du choc ont fait l'objet de la première partie de cet article [12]. Nous avons montré que le choc est fortement inélastique et que la perte d'énergie est d'environ 90 % pour les métaux étudiés (Al, Ni, acier inoxydable, Cu, Au). Le gain éventuel d'énergie après rebondissement sera lié à la valeur et au signe de la charge de la microparticule réfléchie. Afin de mettre en évidence les différents phénomènes qui régissent les échanges de charge, nous nous sommes placés en champ nul ou faible

$$(-2 \times 10^5 < E < +2 \times 10^5 \text{ V/m}).$$

Dans environ 10 % des cas, il apparaît alors une inversion (Al, Ni, acier inoxydable) ou une augmentation de la charge (Au, Cu) indépendante du champ appliqué sur la cible (Fig. 1).

FIG. 1. — Oscillogrammes montrant la réflexion d'une microparticule sur une cible en Al : a) sans inversion de charge ; b) avec inversion de charge.

[Oscillograms showing microparticle bouncing on an aluminium target : a) without charge polarity reversal ; b) with charge polarity reversal.]

2. Dispositif expérimental. — Il a déjà été décrit dans la première partie de cet article. On peut toutefois préciser le rôle du champ électrique faible appliqué

entre la grille et la cible. A la suite de Slattey *et al.* [13], de nombreux auteurs [14, 15, 16] ont montré que l'impact d'une microparticule sur une cible s'accompagne de l'émission, en quantité égale, de charges des deux signes :

$$Q^+ = Q^- = Km^\alpha v^\beta \quad \begin{matrix} 0,7 < \alpha < 1,9 \\ 2 < \beta < 3,4 \end{matrix}$$

m, v : masse et vitesse de la microparticule.

La valeur de ces charges émises est de l'ordre de grandeur de la charge de la microparticule incidente (10^{-15} à 10^{-13} C). La tension faible appliquée entre la grille et la cible avait pour but d'essayer d'établir une éventuelle corrélation entre la charge de la microparticule réfléchie ou la perte de charge due à l'impact d'une part et les charges émises d'autre part. L'expérience a montré que, dans le cas général, il n'existait aucune corrélation simple. En outre, le champ électrique était suffisamment faible pour que la charge acquise par contact électrique parfait avec un plan soumis à un champ uniforme

$$1,645 \times 4 \pi \epsilon_0 \times R^2 \times E$$

soit négligeable devant la charge de la microparticule.

3. Proposition d'un modèle simple décrivant l'échange de charges par différence de potentiel de contact. — Si la microparticule et la cible sont de natures différentes, il existe entre ces deux métaux une d. d. p. de contact qui peut charger la capacité microparticule-cible au moment de l'impact et au cours du processus de séparation qui s'en suit. La charge Q_r de la microparticule réfléchie sera :

$$Q_r = C(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (1)$$

φ_2 : travail de sortie de la cible,

φ_1 : travail de sortie de la microparticule,

C : capacité microparticule-cible.

Cette relation s'appuie sur les travaux de Harper [17] qui a établi une théorie détaillée de la charge acquise par les métaux par contact, puis séparation. Bredov et Kshemianskaia [18] ont montré expérimentalement que la charge était proportionnelle à la d. d. p. de contact sans préciser le coefficient de proportionnalité. Seul Lowell [19] a pu vérifier expérimentalement la relation (1) en mesurant tous les éléments.

La capacité qui intervient dans la relation (1) est celle qui correspond à l'écartement entre la microparticule et la cible au-delà duquel l'échange de charge par effet tunnel devient négligeable. Frenkel [20], en 1930, a le premier traité théoriquement le problème du contact de deux métaux séparés par un film mince de diélectrique. Sommerfeld et Bethe [21], en 1933, ont donné une solution plus satisfaisante compte tenu de la forme réelle de la barrière de potentiel. Ils ont montré théoriquement que la conduction était de caractère ohmique. La figure 2 représente la variation du courant en fonction de la distance a entre électrodes de 1 mm^2

FIG. 2. — Variation du courant entre les électrodes en fonction de leur séparation a d'après Harper [22].

[Variation of the interelectrode current as a function of electrode separation according to Harper [22].]

calculée par Harper [22] à partir des équations de Sommerfeld et Bethe [21]. La conductivité spécifique σ en $\Omega^{-1} \times \text{cm}^{-1}$ est donnée par la relation :

$$\sigma = 4 \times 10^{10} \frac{\varphi^{1/2}}{a} \times \exp \left\{ -0,92 a \varphi^{1/2} \sqrt{(1 - 10/a\varphi)(1 - 7,2/a\varphi)} \right\}$$

φ : potentiel de sortie en eV ; a en Å.

On constate que le courant diminue brusquement pour un écartement supérieur à la dizaine d'angströms. Young *et al.* [23] ont étudié le courant dans une jonction Métal-Vide-Métal. Pour un écartement de 25 Å et plus, le courant suit la relation de Fowler Nordheim ; pour 12 Å courant et tension sont proportionnels (conduction ohmique) ; entre ces deux distances existe une zone de transition. Ces considérations théoriques et expérimentales montrent que la distance pour laquelle cesse le régime ohmique est de l'ordre de 10 Å. C'est la valeur utilisée dans nos calculs. Au-delà la conduction décroît très vite, elle peut être négligée en première approximation.

Pour le calcul de C , on distinguera deux cas, suivant que la vitesse incidente v de la microparticule est inférieure ou supérieure à la vitesse limite de déformation plastique v_c . Dans le premier cas, il n'y a pas de déformation permanente, C est la capacité d'une sphère par rapport à un plan. Elle est donnée par la relation (24).

$$C = 4 \pi \epsilon_0 R \sinh \alpha \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\sinh n\alpha}$$

avec $\cosh \alpha = h/R$,

h : distance du centre de la sphère au plan (Fig. 3)

$$\cosh \alpha = 1 + \frac{D}{R}$$

D : distance entre la sphère et le plan (10 Å).

Comme $D \ll R$, $\alpha = (2D/R)^{1/2}$.

FIG. 3. — Capacité sphère-plan.

[Capacity of a sphere-plane gap.]

La capacité C est sensiblement proportionnelle au rayon, et elle est indépendante de la nature des électrodes (Fig. 4).

FIG. 4. — Courbes montrant la variation de la capacité micro-particules-cible (Al) en fonction du rayon de la microparticule : — — — capacité sphère-plan ; — — — notre modèle : a) $v = 10$ m/s ; b) $v = 20$ m/s ; c) $v = 50$ m/s ; d) $v = 100$ m/s ; e) $v = 200$ m/s ; f) $v = 310$ m/s.

[Curves showing the variation of the microparticle-target gap capacity (Al target) as a function of microparticle radius. — — — sphere-plane gap ; — — — our model.]

Nous avons montré dans la première partie que si $v > v_c$ il y a formation d'une empreinte sphérique sur la cible dont les caractéristiques sont (Fig. 5) :

$$h = K_2 P^{-2/3} R v^{\alpha_2} \quad \alpha_2 \simeq 1,1$$

R : rayon de la microparticule ;

φ : limite d'élasticité ;

h : profondeur de l'empreinte.

Les rayons de la microparticule et de l'empreinte étant voisins, on peut, en première approximation, les

FIG. 5. — Schéma de l'empreinte sur la cible.

[Schematic representation of indentation on the target.]

considérer comme égaux. Compte tenu de la faible distance microparticule-cible ($10 \text{ \AA}$), on peut assimiler C à un condensateur plan ayant la surface de la calotte sphérique de contact

$$C = \varepsilon_0 \frac{S}{D} = 2 \pi \varepsilon_0 \frac{R h}{D} \quad D = 10^{-10} \text{ m}$$

$$\Rightarrow C = 2 \pi \varepsilon_0 \frac{K_2}{D} R^2 \frac{v^{2/3}}{P^{2/3}}.$$

Les figures 4 et 6 montrent la variation de cette capacité en fonction du rayon et de la vitesse pour une cible en aluminium. La valeur typique de C pour $R = 1 \mu\text{m}$ et $v = 100 \text{ m/s}$ est de $1,1 \times 10^{-14} \text{ F}$. Ce modèle permet donc de prévoir une augmentation de la charge réfléchie quand le rayon de la microparticule et la vitesse augmentent.

FIG. 6. — Courbes montrant la variation de la capacité micro-particule-cible en fonction de la vitesse de la microparticule.

[Variation of the capacity between a microparticle and the target as a function of microparticle impact velocity.]

4. Résultats expérimentaux. Discussion du modèle proposé. — Soient Q_i et Q_r la charge de la microparticule avant et après réflexion.

$$K_q = \frac{Q_r}{Q_i}.$$

L'expérience montre que le plus grand nombre de microparticules rebondit avec perte de charge ($K_q < 1$). Avec une cible en aluminium, en nickel ou en acier inoxydable, on observe, dans à peine 10 % des cas, une inversion du signe de la charge qui devient alors négative après l'impact, ceci quels que soient la valeur et le sens du champ électrique appliqué, comme on le voit sur la figure 7, qui représente en fonction du

FIG. 7. — Nombre de microparticules rebondissant chargées négativement pour 100 microparticules frappant une cible en Al en fonction du champ électrique appliqué sur la cible.

[Number of microparticles bouncing with a negative charge among 100 microparticles impinging on an Al target as a function of the electrical field before the target.]

champ appliqué, et pour 100 microparticules incidentes, le nombre de microparticules rebondissant avec une charge négative dans le cas d'une cible d'aluminium. Pour accélérer les microparticules, nous disposons d'un générateur électrostatique S. A. M. E. S. de polarité fixe (positive) ; il ne nous était donc pas possible d'inverser la charge des microparticules incidentes. Dans le cas de cibles en or ou en cuivre, nous avons observé des microparticules qui rebondissaient avec une charge positive supérieure à la charge incidente. Leur pourcentage était sensiblement le même que lors de l'inversion de charge et il était là encore indépendant du sens et de la valeur du champ appliqué. Ces différents comportements ont été observés également par Brah et Latham [25]. Ces auteurs ont cherché à interpréter leurs résultats par le rôle de la couche d'oxyde superficielle dont ils ont mesuré les caractéristiques par ellipsométrie [26].

Le modèle décrit précédemment attribue l'augmentation ou l'inversion de charge à un échange de charges par effet tunnel dû à la d. d. p. de contact. Le tableau I indique la valeur des travaux de sortie pour quelques métaux. Il est bien connu que ces valeurs dépendent de nombreux facteurs tels que les gaz adsorbés, la couche d'oxyde superficielle et d'une manière générale le mode de préparation des électrodes, d'autant que nous manipulons dans un vide imparfait (10^{-5} torr). On

TABLEAU I

Travail de sortie (ϕ) des métaux utilisés. $\phi_2 - \phi_1$ est la différence des travaux de sortie entre la microparticule en Fe et les diverses cibles (Handb. Chem. Phys. 47^e éd. (1966-67) p. E 67.)

[Work function ϕ of metals used in the present work. $\phi_2 - \phi_1$: work function difference between iron microparticles and the various targets.]

	ϕ en eV	$\phi_2 - \phi_1$
Al	3,38 ou 4,25	- 1,02 ou - 0,25
Au	4,46	+ 0,06
Cu	4,46	+ 0,06
Fe	4,40	0
Ni	4,32	- 0,08
Cr	4,38	- 0,02

constate cependant que le signe de la différence des travaux de sortie ($\phi_2 - \phi_1$) correspond bien à celui de la charge réfléchie.

Nous avons également observé que la charge réfléchie augmentait avec le rayon de la microparticule ou la vitesse. Ainsi, notre modèle rend bien compte qualitativement de nos observations. La vérification quantitative est plus délicate par suite de la valeur des charges mises en jeu. De plus, on observe, comme dans l'étude des vitesses réfléchies, une certaine dispersion des résultats et la précision sur la détermination de la charge est au mieux de 15 %. On ne peut donc, là encore, parler que de comportement moyen. Nous avons tracé les courbes représentant la variation de $|Q_r|/R^2$ en fonction de la vitesse incidente. Pour l'or (Fig. 8) et le nickel (Fig. 9), on obtient des points expé-

FIG. 8. — Variation de Q_r/R^2 en fonction de v pour une cible en Au.

[$|Q_r|/R^2$ versus V (Au target).]

FIG. 9. — Variation de Q_r/R^2 en fonction de v pour une cible en Ni.

[$|Q_r|/R^2$ versus V (Ni target).]

rimentaux sensiblement alignés et vérifiant bien la relation déduite de notre modèle

$$Q_r = 2 \pi \epsilon_0 \frac{K_2}{p^{2/3}} \frac{1}{D} R^2 v^{\alpha_2} (\phi_2 - \phi_1).$$

Toutefois, la pente des courbes expérimentales conduit à une valeur de $\alpha_2 \simeq 1,5$ supérieure à celle déduite de l'étude mécanique de l'impact ($\alpha \simeq 1,1$).

Pour l'aluminium, les points expérimentaux semblent se placer autour et sous une droite qui correspondrait à la valeur maximale de Q_r (Fig. 10). Cette dispersion peut s'expliquer par la variation du travail de sortie de l'aluminium en fonction du temps de séjour

FIG. 10. — Variation de Q_r/R^2 en fonction de v pour une cible en Al.

[$|Q_r|/R^2$ versus V (Al target).]

dans l'enceinte et du vieillissement de la cible après polissage. On observe en effet qu'au bout d'une ou deux semaines sous vide à 10^{-5} torr, aucune des microparticules ne présente plus d'inversion de charge. Le phénomène ne peut être attribué uniquement à la présence d'un film d'huile isolant sur les électrodes car la même expérience avec une cible en or montre que le nombre de microparticules qui rebondissent avec un gain de charge varie peu avec le temps (13,5 % après une heure ; 12,5 % après 24 heures et 9 % après une semaine). On est donc conduit à admettre que le travail de sortie de l'aluminium se modifie et tend vers celui des microparticules, ou que le film d'oxyde s'épaissit jusqu'à entraver l'échange de charges par effet tunnel.

Les courbes des figures 8, 9, 10 permettent une estimation de la valeur des d. d. p. de contact pour les différents couples microparticule-cible. On a reporté sur le tableau II la valeur des travaux de sortie des cibles utilisées par rapport à l'or. L'accord avec les valeurs

du Handbook Chem. Phys. est bon. Enfin, nous avons effectué une mesure grossière des potentiels de contact par rapport à l'or. Cette mesure, effectuée à l'air libre, était dérivée de la méthode du condensateur variable de Pellat [27]. Cette dernière expérience confirme les résultats précédents. L'accord quantitatif entre notre modèle et les résultats expérimentaux est donc assez bon.

5. Conclusion. — Nous avons mis en évidence expérimentalement que lors de l'impact de microparticules chargées positivement sur une cible métallique, environ 10 % d'entre elles voient leur charge se modifier sous l'effet de la d. d. p. de contact entre microparticule et cible. Ceci conduit, soit à une inversion (Al, Ni, acier inoxydable), soit à une augmentation de la charge (Au, Cu) suivant les valeurs des travaux de sortie.

On a proposé un modèle de calcul de la capacité microparticule-cible qui conduit à une charge

$$Q_c = KR^2 v^{\alpha_2} (\varphi_2 - \varphi_1).$$

Cette relation est bien vérifiée expérimentalement, quoique la valeur de α_2 déduite de l'expérience ($\alpha_2 \simeq 1,5$) soit supérieure à celle prévue (1,1). Les valeurs des d. d. p. de contact qu'on en déduit sont en accord avec celles de la littérature.

La modification de la charge résultant du mécanisme proposé apparaît toutefois comme limite qui n'est atteinte que dans un nombre relativement restreint de cas. Il reste à préciser pourquoi cet échange de charge est le plus souvent incomplet.

Cependant ce mécanisme, tel que nous l'avons mis en évidence, peut, du fait de l'accélération ultérieure de la microparticule, jouer un rôle important dans l'amorçage des décharges électriques entre électrodes de nature différente.

TABLEAU II

(a) Valeurs déduites de nos expériences. (b) Valeurs du Handb. Chem. Phys. 47^e éd. (1966-67) p. E 67.

[(a) Our experimental data.

(b) Values from the Handb. Chem. Phys.]

	$\varphi_M - \varphi_{Au}$ en eV (a)	$\varphi_M - \varphi_{Au}$ en eV (b)
Au	0	0
Cu	- 0,028	0,00
Fe	- 0,067	- 0,06
Ni	- 0,10	- 0,14
Al	- 0,08	- 0,21

Bibliographie

- [1] CRANBERG, L., *J. Appl. Phys.* **23** (1952) 518-22.
- [2] ROHRBACH, F., *Rapport du C. E. R. N.*, Genève, 1971.
- [3] DAVIES, D. K. and BIONDI, M. A., *J. Appl. Phys.* **39** (1968) 2879-90.
- [4] MENON, M. M. and SRIVASTAVA, K. D., *J. Appl. Phys.* **45** (1974) 3832-35.
- [5] SLIVKOV, I. N., *Sov. Phys. Techn. Phys.* **2** (1957) 1928-34.
- [6] CHATTERTON, P. A., MENON, M. M., SRIVASTAVA, K. D., *J. Appl. Phys.* **43** (1972) 4536-42.
- [7] LATHAM, R. V. and BRAUN, E., *J. Phys. D* **3** (1970) 1663-69.
- [8] MENON, M. M. and SRIVASTAVA, K. D., *J. Appl. Phys.* **45** (1974) 2094-98.
- [9] TEXIER, C., *J. Phys. D* **10** (1977) 1693-702.
- [10] JENKINS, J. E. et CHATTERTON, P. A., *J. Phys. D.* **10** (1977) 151-167.
- [11] BOULLOUD, A., *Le Vide* n° 99 (1962) 240-3.
- [12] TEXIER, C., *Revue Phys. Appl.* (1^{re} partie) **13** (1978) 13-22.
- [13] SLATTERY, J. C., FRIICHTENICHT, J. F., HANSEN, D. O., *Proc. Int. Symp. Ins. high Volt. Vac.* Cambridge Mass., 1964, 71-83.
- [14] AUER, S., SITTE, K., *Earth and Planetary Sciences letters* **4** (1968) 178-83.
- [15] BEDFORD, D. K., *J. Phys. A* **1** (1971) L 14-18.
- [16] SMITH, D. and ADAMS, N. G., *J. Phys. D* **6** (1973) 700-19.
- [17] HARPER, W. R., *Proc. R. Soc. A* **205** (1951) 83-103.
- [18] BREDOV, M. M. and KSHEMIANSKAÏA, *Sov. Phys. Tech. Phys.* **2** (1957) 844-50.
- [19] LOWELL, J., *J. Phys. D* **8** (1975) 53-63.
- [20] FRENKEL, J., *Phys. Rev.* **36** (1930) 1604-18.
- [21] SOMMERFELD, A. and BETHE, H., *Handbüch der Physik* (Julius Springer-Berlin), Vol. 24/2, 1933, p. 441.
- [22] HARPER, W. R., *Contact and Frictional Electrification* (Oxford-Clarendon Press), 1967, p. 133.
- [23] YOUNG, R., WARD, J., SCIRE, F., *Phys. Rev. Lett.* **27** (1971) 922-4.
- [24] DURAND, E., *Electrostatique* (Masson) Tome 2, p. 208.
- [25] BRAH, A. S. and LATHAM, R. V., *Proc. VI Symp. on disch. and Insul. in vacuum* Swansea, 1974, p. 11-15.
- [26] LATHAM, R. V., *J. Phys. D.* **5** (1972) 2044-54.
- [27] PELLAT, H., *Annals Chim. Phys.* **24** (1881) 5-136.